



Dynamique de transitions de phase et échanges de chaleur dans l'oxygène et l'hydrogène en ambiance spatiale

Guillaume Pichavant

► To cite this version:

Guillaume Pichavant. Dynamique de transitions de phase et échanges de chaleur dans l'oxygène et l'hydrogène en ambiance spatiale. Autre. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT : 2012GRENI003 . tel-00721766

HAL Id: tel-00721766

<https://theses.hal.science/tel-00721766>

Submitted on 30 Jul 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides, Énergétique, Procédés (MEP)**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Guillaume PICHAVANT

Thèse dirigée par **Daniel BEYSENS** et
codirigée par **Michel FAVRE-MARINET**

préparée au sein du **Service des Basses Températures du
Commissariat à l'Énergie Atomique de Grenoble (CEA/ST)**
dans l'**École Doctorale Ingénierie – Matériaux Mécanique
Énergétique Environnement Procédés Production (I-MEP2)**

Dynamique de transitions de phase et échanges de chaleur dans l'oxygène et l'hydrogène en ambiance spatiale

Thèse soutenue publiquement le **vendredi 27 janvier 2012**,
devant le jury composé de :

Monsieur Daniel BEYSENS

Directeur de recherche, CEA Grenoble et ESPCI ParisTech, Membre

Monsieur Denis CHATAIN

Ingénieur, CEA Grenoble, Membre

Monsieur Michel FAVRE-MARINET

Professeur des universités, INP Grenoble, Membre

Monsieur Yves GARRABOS

Directeur de recherche, CNRS-ICMCB Bordeaux, Rapporteur

Monsieur Alain MAILFERT

Professeur des universités, INPL Nancy, Rapporteur

Monsieur Bernard ZAPPOLI

Docteur – Responsable des programmes des sciences de la matière,
CNES Toulouse, Membre



Table des matières

Remerciements	7
1 Introduction	9
1.1 Ambiance spatiale – Microgravité	9
1.1.1 Définition	9
1.1.2 Exemples de sujets d'étude	10
1.1.3 Techniques classiques pour obtenir la microgravité	11
1.1.4 Moyens non inertiels	16
1.2 Compensation magnétique de la gravité	16
1.2.1 Magnétisme dans les matériaux	17
1.2.2 Principe de la compensation magnétique	20
1.2.3 Compensation magnétique avec un solénoïde de taille finie	24
1.2.4 Déformation du champ de compensation à l'aide d'un insert ferromagnétique	32
1.2.5 Limites de la compensation de la gravité dans les fluides	36
1.2.6 Synthèse	38
1.3 Transition de phases et échanges de chaleur	38
1.3.1 Diagramme de phase d'un corps pur	39
1.3.2 Propriétés du point critique	41
1.3.3 Transfert thermique avec changement de phase	42
1.3.4 Ébullition en vase clos – Courbe de Nukiyama	44
1.3.5 Ébullition nucléée	47
1.3.6 Flux critique	50
1.4 Problématique	54
1.4.1 Développement d'un lanceur	54
1.4.2 Expérimentation sol/vol	55
1.4.3 Objectifs de la thèse	56
1.4.4 Plan de l'étude	57
2 Installations expérimentales	59

2.1	Éléments principaux	60
2.1.1	Cryostat	61
2.1.2	Bobine supraconductrice	62
2.1.3	Anticryostat	63
2.1.4	Système d'observation	64
2.1.5	Cellules expérimentales	68
2.2	HYLDE: HYdrogen Levitation DEvice	70
2.2.1	Cryostat	70
2.2.2	Bobine	72
2.2.3	Anticryostat	73
2.2.4	Cellule pour l'étude du déplacement de bulle en microgravité sous gradient thermique (HYLDE)	74
2.2.5	Fonctionnement	76
2.3	OLGA: Oxygen Low Gravity Apparatus	78
2.3.1	Cryostat	79
2.3.2	Bobines	80
2.3.3	Anticryostat	82
2.3.4	Cellule expérimentale pour les expériences à basse pression (OLGA) . . .	84
2.3.5	Cellule expérimentale pour les expériences à haute pression (OLGA) . . .	89
2.3.6	Fonctionnement	96
2.4	Conclusion du chapitre	98
3	Étude du champ de compensation d'OLGA	101
3.1	Étude expérimentale du champ magnétique	101
3.1.1	Mesure du champ magnétique	101
3.1.2	Description de l'installation de mesure du champ	103
3.1.3	Protocole expérimental	105
3.1.4	Résultats	106
3.1.5	Bilan	109
3.2	Détermination du niveau de gravité résiduelle	112
3.2.1	Forme de la bulle près du point critique	112
3.2.2	Équilibre de la bulle	114
3.2.3	Allure réelle de la courbe de compensation	116
3.2.4	Cas pratique	117
3.2.5	Modélisation de la situation limite de la bulle	118
3.2.6	Procédure de calage de la courbe de compensation	119
3.2.7	Résultats	119
3.2.8	Bilan	125

3.3	Variations rapides d'accélération	125
3.3.1	Principe	125
3.3.2	Mise en œuvre	126
3.3.3	Protocole expérimental	127
3.3.4	Résultats	127
3.3.5	Bilan	131
3.4	Conclusion du chapitre	131
4	Déplacement de bulle en microgravité sous gradient de température	133
4.1	Objectifs	133
4.2	Étude préliminaire	133
4.2.1	Modélisation	133
4.3	Protocole expérimental	135
4.3.1	Cellule expérimentale	135
4.3.2	Préparation des expériences	135
4.3.3	Réalisation des expériences	137
4.3.4	Symétrie des conditions limites	138
4.4	Résultats expérimentaux	138
4.4.1	Modification symétrique des conditions limites	138
4.4.2	Modification asymétrique des conditions limites	139
4.4.3	Résumé des résultats expérimentaux	143
4.5	Analyse et interprétation	144
4.5.1	Ordres de grandeur	144
4.5.2	Relaxation thermique	144
4.5.3	Influence de la pression	149
4.5.4	Modèle numérique: méthode de calcul rapide	150
4.6	Conclusion du chapitre	154
5	Flux critique à basse pression et sous gravité variable	155
5.1	Objectifs	155
5.2	Validation du concept de l'installation	155
5.2.1	Protocole expérimental	156
5.2.2	Résultats	157
5.2.3	Bilan	161
5.3	Étude du flux critique	161
5.3.1	Protocole expérimental	162
5.3.2	Résultats	164
5.4	Conclusion du chapitre	167

6	Flux critique près du point critique de l'oxygène et sous gravité variable	169
6.1	Objectifs	169
6.2	Étude préliminaire	169
6.2.1	Remplissage de la cellule	170
6.2.2	Détection du flux critique	174
6.2.3	Bilan	175
6.3	Étude du flux critique	177
6.3.1	Protocole expérimental	177
6.3.2	Résultats	178
6.3.3	Bilan	183
6.4	Conclusion du chapitre	183
7	Conclusion	185
7.1	Bilan sur la compensation magnétique	185
7.2	Bilan sur l'étude thermohydraulique	186
7.3	Bilan sur les variations rapides de gravité	187
7.4	Perspectives	188
	Bibliographie	191
	Table des figures	203
	Liste des tableaux	206
	Nomenclature	207
A	Solides – Propriétés magnétiques	211
B	Solides – Propriétés thermiques	215
C	Fluides – Propriétés physiques	217
D	Simulation numérique avec RADIA	221
	Publications	231
	Enseignements	233

Remerciements

Je remercie chaleureusement mon directeur de thèse, Daniel Beysens et mon encadrant, Denis Chatain, pour m'avoir permis de travailler sur ce sujet de recherche extrêmement intéressant et pour m'avoir apporté leurs connaissances et leur savoir-faire afin de mener à bien ce projet, le tout dans une ambiance de travail idéale.

Je remercie également les membres de l'équipe de la compensation magnétique avec qui j'ai travaillé quotidiennement : Vadim Nikolayev et Jérôme Chartier (pour la réalisation des expériences) ; Sylvain Bressieux, Patrick Bonnay, Daniel Communal et Jean-Marc Mathonnet (pour la partie électricité-automatisme).

Je remercie par ailleurs les personnes qui ont contribué ponctuellement à ce travail : René-Laurent Clerc (pour les travaux en salle blanche), Roser Vallcorba (simulation numérique avec ANSYS), Jean-Marc Duval (simulation numérique du magnétisme).

Un grand merci à Alain Girard, chef du SBT (Service des Basses Températures) pour son accueil et pour ses choix stratégiques qui ont permis de répondre à l'appétit vorace d'OLGA en période de pénurie d'hélium liquide.

Je remercie mes collègues de bureau, Benjamin Cariteau, Lahcène Benkheira et Khoa Nguyen, pour avoir apporté leur bonne humeur quotidienne. Je remercie également Clément Lorin qui a partagé avec moi les nombreuses conférences en France et en Europe, pour promouvoir l'utilisation de la compensation magnétique.

Je remercie tout particulièrement l'ensemble des agents du SBT, pour leur accueil sympathique, l'ambiance de travail amicale et les bons moments passés ensemble quotidiennement dans le bâtiment D1.

Je remercie l'ensemble des sous-traitants et partenaires qui ont permis de fabriquer les pièces mécaniques nécessaire à la construction des installations expérimentales : ICMCB (Bordeaux), ACMP (Fontaine).

Je remercie Michel Favre-Marinet, pour m'avoir fait découvrir le monde de la recherche lorsque j'étais étudiant à feu l'INPG-ENSHMG (Institut National Polytechnique de Grenoble – École Nationale Supérieure d'Hydraulique et de Mécanique de Grenoble), aujourd'hui rebaptisée ENSE³ (École Nationale Supérieure de l'Énergie, l'Eau et l'Environnement).

Je remercie les membres du jury, Yves Garrabos, Alain Mailfert et Bernard Zappoli, pour s'être rendus disponibles afin d'évaluer ce travail de longue haleine.

Sans l'appui financier du CNES (Centre National d'Études Spatiales) et du CEA (Commissariat à l'Énergie Atomique), cette thèse n'aurait pas pu voir le jour. Je remercie ces deux organismes pour m'avoir offert les conditions matérielles nécessaires au bon déroulement de ma thèse.

Je ne saurais terminer sans remercier chaleureusement les membres de ma famille et mes amis pour leur soutien permanent.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Ambiance spatiale – Microgravité

1.1.1 Définition

Pour qualifier l'état dans lequel sont les objets pesants lorsque la gravité terrestre est compensée, on parle indifféremment d'*apesanteur*, d'*impesanteur* ou de *microgravité*. Le poids est la force gravitationnelle que subit une masse m_1 située au point M_1 , de la part d'une masse m_2 située au point M_2 selon la loi :

$$\vec{F}_G = -\mathcal{G} \frac{m_1 m_2 \overrightarrow{M_1 M_2}}{M_1 M_2^3} \quad (1.1)$$

où $\mathcal{G} = 6,6742 \cdot 10^{-11} \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-2}$ est la constante gravitationnelle. La force gravitationnelle est l'une des quatre forces fondamentales de l'univers, aux côtés de la force nucléaire forte, la force nucléaire faible et la force électromagnétique.

Dans le cas d'un objet de masse m situé au voisinage de la Terre, l'équation 1.1 est réduite à l'expression suivante :

$$\vec{F}_G = m\vec{g} \quad (1.2)$$

Dans le cas d'un fluide de masse volumique ρ , la force est exprimée par unité de volume :

$$\vec{F}_g = \rho\vec{g} \quad (1.3)$$

Le vecteur \vec{g} est appelé *vecteur accélération gravitationnelle* ou plus communément *vecteur gravité*. Sa norme moyenne à la surface de la Terre est $g = 9,81 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2} = 9,81 \text{ N} \cdot \text{kg}^{-1}$. On définit également une unité de mesure exprimée en multiple de g . Par exemple : $1 \text{ g} = 9,81 \text{ N} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Parmis les trois termes relatifs à compensation de la gravité, on préconisera l'utilisation du mot *microgravité* pour désigner l'état d'un objet pour lequel la gravité a été compensée. Celui-ci sera toujours soumis à de très petites forces résiduelles qui l'empêcheront d'être dans un état de stricte apesanteur (où la gravité ressentie est nulle). Pour le meilleur niveau de microgravité, les accélérations résiduelles sont de l'ordre de $10^{-6} g$. Ce point sera détaillé plus précisément dans la section 1.1.3.

La microgravité est l'ambiance naturelle de l'espace. Elle peut-être utilisée pour un certain nombre d'études.

1.1.2 Exemples de sujets d'étude

1.1.2.1 Recherche appliquée

Les principaux sujets de recherche appliquée concernent la mise au point d'engins spatiaux, en particulier pour les voyages habités et leur déroulement en toute sécurité. En effet, aucune erreur n'est permise lorsqu'il faut envoyer des hommes loin de la Terre. Les voyages spatiaux sont extrêmement stressants. Les phases de décollage et de rentrée dans l'atmosphère sont les plus dangereuses comme l'ont montré les accidents des navettes Challenger et Columbia. Une fois en orbite, si la microgravité est éprouvante pour le corps (atrophie musculaire, ostéoporose, affaiblissement du système immunitaire, etc.), le fait d'être à l'étroit pendant plusieurs centaines de jours sans moyen de sortir et sans repère terrestre est perturbant pour l'esprit. À cela s'ajoutent les aléas techniques qui peuvent arriver, rendant les missions autrement périlleuses.

L'incendie est un exemple de phénomène classique pris très au sérieux. La physique d'une flamme soumise à la gravité est bien comprise : la convection naturelle fait monter les gaz chauds et la flamme est localisée spatialement, les échanges thermiques sont surtout convectifs. En microgravité, la flamme n'est plus soumise à la convection naturelle, elle prend la forme d'une sphère et n'a plus de direction de propagation privilégiée : la chaleur se propage principalement par diffusion [21, 22]. Par conséquent, les règles de sécurité liées à l'incendie sont différentes de celles que l'on connaît sur Terre.

Ce thème est d'autant plus critique que, pour augmenter la charge utile envoyée dans l'espace, il est envisagé de réduire la masse du véhicule. La structure d'un vaisseau est conçue pour contenir une pression de 1 bar. La composition de l'atmosphère interne est identique à celle de l'atmosphère terrestre au niveau de la mer pour assurer un environnement viable pour les spationautes. En réduisant la pression totale interne tout en augmentant la pression partielle d'oxygène pour être identique à celle sur Terre (soit environ 0,2 bar correspondant à 20 % de l'atmosphère terrestre), l'environnement reste viable. La structure du vaisseau peut alors être plus mince donc plus légère. En contrepartie, comme le pourcentage d'oxygène dans l'atmosphère augmente, la probabilité de déclencher une flamme s'accroît tout autant.

En ce qui concerne les sciences de la vie, l'étude du développement des êtres vivants en microgravité permet de vérifier la faisabilité des voyages spatiaux à très longue distance. En effet, lorsque l'embarquement d'un stock de nourriture au décollage n'est pas suffisant, la nourriture doit être produite dans l'espace. D'une part il est important de comprendre l'effet de la gravité sur les plantes pour pouvoir en faire pousser dans l'espace [60]. D'autre part, des études sont menées pour reproduire le cycle de vie des déchets dans la nature [28] : l'objectif à atteindre est de pouvoir recycler totalement les déchets organiques produits par l'activité humaine pour les réintroduire de nouveau dans le circuit alimentaire.

La microgravité apporte en outre un éclairage sur le rôle que la gravité joue sur l'être humain. Il a notamment été mis en évidence que l'absence de gravité entraînait des perturbations sur l'organisme, en particulier l'ostéoporose, l'atrophie musculaire et la réduction de l'efficacité du système immunitaire [1, 17]. Bien que très handicapantes sur le long terme, ces déficiences sont réversibles, puisqu'après le retour sur Terre, la nature reprend ses droits et les fonctions mises en défaut redeviennent actives. L'assimilation des médicaments par les astronautes fait également l'objet de recherches [73].

Par ailleurs, aux côtés de la recherche appliquée qui vise à rendre l'environnement spatial plus hospitalier pour l'humain, la recherche fondamentale utilise cet outil formidable qu'est la microgravité pour tenter de percer les mystères de la science sur la surface de la Terre.

1.1.2.2 Recherche fondamentale

La microgravité donne la possibilité de mettre en évidence des phénomènes physiques, en particulier ceux dont l'un des paramètres est la différence locale de masse volumique. Par exemple, les transferts thermiques dans les fluides, comme l'ébullition développée dans la suite de ce document, sont directement contrôlés par la présence de gravité. Le moteur de la poussée d'Archimède, qui fait s'élever les bulles lors de l'ébullition ou qui fait monter le fluide chaud lors de la convection naturelle, est la gravité. Compenser la gravité revient à annuler cette poussée d'Archimède et permet, par ailleurs, de mettre en évidence d'autres phénomènes normalement masqués par la gravité. Cette dernière occulte des phénomènes physiques liés aux mélanges diphasiques. Le *nombre de Bond* Bo , par exemple, donne le rapport entre les forces gravitationnelles et la tension superficielle et est défini par :

$$Bo = \frac{\Delta\rho \cdot g \cdot R^2}{\sigma} \quad (1.4)$$

où $\Delta\rho$ est la différence de masse volumique entre les deux phases, g est l'accélération gravitationnelle, R le rayon de la bulle et σ la tension superficielle. La tension superficielle (force par unité de longueur) est, pour des éléments de taille macroscopique (c'est à dire pour lesquels $Bo \gg 1$), en général inférieure aux forces gravitationnelles (force par unité de volume).

L'expression précédente peut aussi se mettre sous la forme

$$Bo = \frac{R^2}{l_c^2} \quad (1.5)$$

où est introduite la *longueur capillaire* l_c , définie par :

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \Delta\rho}} \quad (1.6)$$

La longueur capillaire est donc la grandeur caractéristique qui définit la frontière entre la prédominance des effets gravitationnels et celle des effets capillaires.

Un autre exemple est la croissance cristalline lors d'un changement de phase. La gravité tend à rendre les cristaux anisotropes. Les faire croître en microgravité permet de créer des cristaux ayant une géométrie différente et, par conséquent, ayant d'autres propriétés mécaniques [75].

La microgravité est donc un formidable outil. L'espace n'est cependant pas le seul moyen d'atteindre cet état.

1.1.3 Techniques classiques pour obtenir la microgravité

Pour atteindre l'état de microgravité, c'est à dire compenser la gravité, il existe plusieurs moyens dont les caractéristiques (coût, durée, disponibilité, etc.) diffèrent. Les moyens que l'on considère « classiques » sont des techniques inertielles et peuvent être classés en deux catégories :

- la chute libre ;
- la force centrifuge.

Soit un corps en chute libre sans frottement soumis uniquement à son poids. Pour pouvoir appliquer le principe fondamental de la dynamique, il faut que le référentiel d'étude soit galiléen. En considérant le référentiel géocentrique comme tel, l'objet n'est soumis qu'à son poids. Dans le référentiel lié à l'objet (qui est en accélération rectiligne constante par rapport au référentiel galiléen) on définit la force d'inertie d'entraînement, traduisant l'accélération d'un référentiel par

rapport à l'autre. L'objet est donc soumis à deux forces dans son référentiel local : son poids, et la force d'inertie d'entraînement dont le vecteur est l'opposé du poids. Par conséquent, dans son référentiel local, l'objet n'est soumis à aucune force : il est en chute libre.

Pour un objet en orbite autour de la Terre, c'est la force centrifuge induite par la rotation de l'objet qui s'oppose exactement au poids.

1.1.3.1 Tours à chute libre

Les tours à chute libre (figure 1.1) appliquent le principe énoncé ci-dessus. Les installations expérimentales sont embarquées dans des nacelles qu'on laisse tomber dans un fourreau préalablement mis sous vide ou ultra-vide (pour supprimer les frottements aérodynamiques). La durée de la microgravité est de l'ordre de 4 à 5 secondes, dans des tours ou des puits. Le niveau de gravité atteint est de l'ordre de 10^{-5} g.

Voici quelques exemples d'installations de chute libre :

- au MGLAB¹ au Japon (puits de 150 m) : hauteur de chute : 100 m ; durée : 4,5 s ; fréquence : 10 chutes par jour ;
- au ZARM² en Allemagne (tour de 146 m) : hauteur de chute : 110 m ; durée : 4,74 s (jusqu'à 9 s avec l'utilisation d'une catapulte) ; fréquence : 3 chutes par jour ;
- au ZGRF³ aux États-Unis (puits de 143 m) : hauteur de chute : 132 m ; durée : 5,18 s ; fréquence : 2 chutes par jour ;
- au CEA⁴ de Grenoble (tour – hors service actuellement) : hauteur de chute : 47 m ; durée : 3,1 s ;
- au JAMIC⁵ au Japon (puits – hors service actuellement) : hauteur de chute : 710 m ; durée : 10 s ; fréquence : 3 chutes par jour ;

Il est difficile d'augmenter cette durée car d'une part, la hauteur évolue comme le carré du temps de chute et d'autre part, il faudrait des moyens de freinage énormes pour dissiper l'énergie cinétique acquise par la charge utile pendant la chute (l'énergie évolue comme le carré de la vitesse – donc comme le carré du temps de chute). Il faudrait également prendre en compte l'effet de la rotation de la Terre.

1.1.3.2 Vols paraboliques

Le CNES⁶ et l'ESA⁷ disposent d'un avion modifié (Airbus 0g) permettant d'effectuer des expériences en microgravité (figure 1.2). Le temps de microgravité est de l'ordre d'une vingtaine de secondes. Lors d'un vol, l'avion effectue plusieurs paraboles (une trentaine au total) correspondant au temps de microgravité, entrecoupées de périodes de ressource (reprise de l'altitude), pendant lesquelles l'avion et son contenu sont soumis à une hypergravité de 1,8 g. La qualité de la microgravité dépend de la dextérité des pilotes à maintenir l'appareil selon une trajectoire parabolique théorique. Le niveau de gravité atteint est de l'ordre de 10^{-2} g.

1. Micro-Gravity LABoratory.

2. Zentrum für angewandte Raumfahrttechnologie und Mikrogravitation – Center of Applied Space Technology and Microgravity.

3. Zero Gravity Research Facility.

4. Commissariat à l'Énergie Atomique.

5. Japan Microgravity Center.

6. Centre National d'Études Spatiales

7. European Space Agency – Agence Spatiale Européenne



FIGURE 1.1 – Tour à chute libre de Brême (Allemagne).



FIGURE 1.2 – Airbus A300 0g.

1.1.3.3 Fusées-sondes (tirs ballistiques)

L'ESA dispose d'un site de lancement de fusées-sondes en Suède. Ce sont des fusées (figure 1.3) permettant à une charge utile de 720 kg d'atteindre une altitude de 700 km (pour les fusées Maxus).

La parabole de microgravité a une durée qui dépend du modèle de fusée :

- mini Texus (ESA/DLR⁸) : 2 min ;
- Texus (ESA/DLR) / Maser (ESA/SSC⁹) : 6 min ;
- Maxus (ESA) : 12 min.

Le niveau de microgravité atteint est de l'ordre de 10^{-4} g.



FIGURE 1.3 – Fusée sonde Maxus 7.

1.1.3.4 Lanceurs et orbiteurs

La mise en orbite d'un objet permet de le soustraire de la manière la plus efficace à l'attraction terrestre. La force centrifuge liée à la vitesse de l'objet s'oppose exactement à son poids.

Un lanceur est un véhicule permettant de soustraire une certaine masse à l'attraction gravitationnelle terrestre. Il est mû par un moteur-fusée caractérisé par le type d'ergol¹⁰ utilisé : kérosène-oxygène, hydrogène-oxygène. . . [65] Ceux qui utilisent le couple oxygène liquide-hydrogène liquide

8. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt – Centre aérospatial allemand.

9. Swedish Space Corporation.

10. Carburant.

sont appelés moteurs cryogéniques car les ergols circulent sous forme liquide¹¹ depuis les réservoirs jusqu'à la chambre de combustion.

Le lanceur Ariane 5, dans sa version dite ECA (étage supérieur cryogénique de type A), permet la mise en orbite d'une masse maximale de 21 tonnes en orbite basse de transition et de 10 tonnes en orbite géostationnaire (figure 1.4).

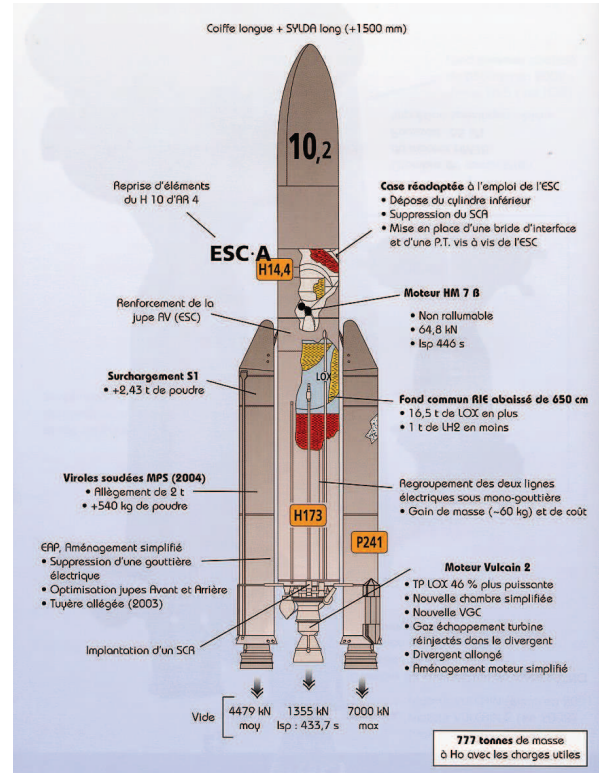


FIGURE 1.4 – Ariane 5 ECA.

L'énergie nécessaire au décollage est colossale, c'est pourquoi le lanceur est divisé en plusieurs étages sécables. Ariane 5 ECA est composée de trois étages différents :

- le premier étage (étage principal cryotechnique – EPC) comporte un moteur-fusée cryogénique oxygène-hydrogène (moteur Vulcain 2) et les réservoirs associés ;
- le deuxième étage (étage supérieur cryotechnique – ESC) comporte un moteur-fusée cryogénique (HM 7 B) muni de ses réservoirs et transporte la charge utile à mettre en orbite (satellite par exemple) ;
- les deux étages accélérateurs initiaux à poudre – EAP, également appelés *boosters*, apportent un surcroît de poussée pour réaliser le décollage, car le moteur de l'EPC n'est pas assez puissant pour faire décoller le lanceur seul.

Les orbiteurs tels que les navettes et les stations spatiales (MIR par le passé et la station spatiale internationale aujourd'hui) assurent un niveau de microgravité d'environ 10^{-2} à 10^{-3} g au centre de masse de la station (figure 1.5). Les accélérations résiduelles liées aux activités humaines, aux vibrations, aux manœuvres régulières de réorbitation empêchent d'obtenir un niveau de microgravité plus faible. En revanche, la durée de la microgravité est très longue, puisqu'à moins

11. L'oxygène n'existe à l'état de coexistence liquide-vapeur qu'entre -219°C et -119°C et l'hydrogène qu'entre -260°C et -240°C .

d'une désorbitation prématurée, le laboratoire reste en état de microgravité pendant toute la durée de vie de l'orbiteur (10 à 20 ans).

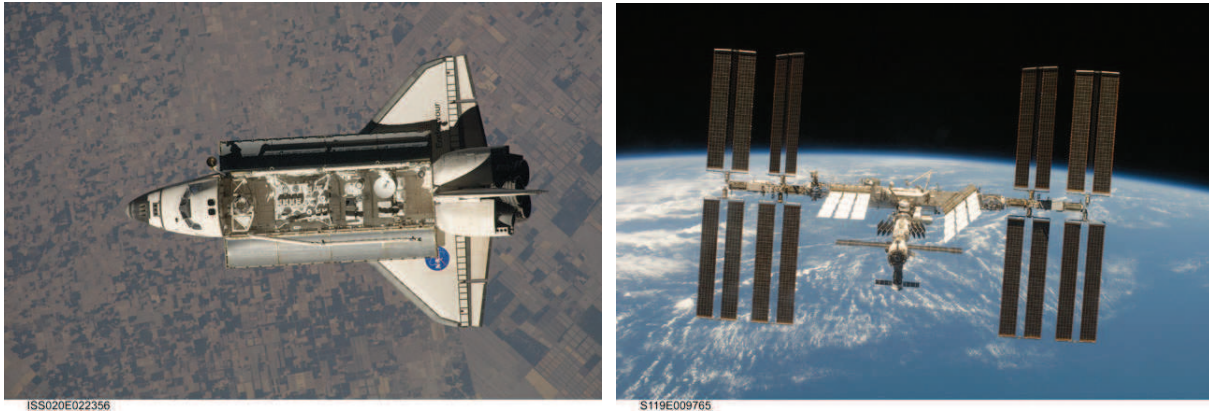


FIGURE 1.5 – La navette spatiale Endeavour (à gauche) et la station spatiale internationale (à droite).

Cependant, les techniques inertielles, bien que classiques, ne sont pas les seuls moyens d'obtenir la microgravité.

1.1.4 Moyens non inertiels

1.1.4.1 Machines à positionnement aléatoire ou clinostats

Les machines à positionnement aléatoire (random positioning machine – RPM) ne compensent pas à proprement parler la gravité par une force. Ce sont des machines à deux ou trois degrés de liberté en rotation mues par des moteurs électriques dont l'asservissement est défini de telle sorte que le repère lié à l'échantillon placé sur la machine n'ait pas de direction privilégiée au cours du temps. La moyenne temporelle du vecteur poids de l'échantillon est donc nulle. Cette technique est utilisée principalement par les sciences de la vie et est, par ailleurs, la seule qui ne soit pas instantanée (moyenne temporelle).

1.1.4.2 Compensation magnétique

Cette méthode se distingue des méthodes classiques puisque la compensation magnétique ne fait pas intervenir de force mécanique pour compenser la gravité. C'est ici une force magnétique qui est mise à contribution. En présence d'un champ magnétique, certaines substances ayant des propriétés magnétiques peuvent subir une force volumique de la part de ce champ. Dans des conditions particulières, cette force peut localement s'opposer au poids : l'état de microgravité est atteint.

1.2 Compensation magnétique de la gravité

La compensation magnétique de la gravité dans une substance résulte de l'interaction de celle-ci avec un champ magnétique statique. L'objectif de ce chapitre n'est pas de redémontrer les

phénomènes magnétiques dans les matériaux. Il existe de très bons livres qui font le tour de la question [19, 20]. C'est, en effet, le fonctionnement théorique des installations de compensation magnétique utilisées au SBT¹² qui est décrit ici.

Par ailleurs, il faut bien faire attention à ne pas confondre *compensation magnétique* et *lévitation magnétique* : la compensation permet d'obtenir la microgravité, ce que ne permet pas la lévitation.

La lévitation magnétique ne s'applique qu'aux corps *solides*, de manière macroscopique. La résultante de la force magnétique est alors modélisable par une action mécanique s'appliquant sur le centre de gravité du corps. Le corps est alors en lévitation, « il flotte » dans les airs, mais il n'est pas en état de microgravité. Autrement dit, la gravité n'est pas compensée en chaque point du corps : la fragmentation du corps provoquerait l'arrêt de la lévitation.

À l'inverse, dans le cas de la compensation magnétique, la force s'applique sur chaque atome constitutif du corps : la microgravité est assurée. La compensation magnétique est donc créée par une force microscopique : elle peut alors s'appliquer aussi bien sur les *solides* que sur les *fluides*.

1.2.1 Magnétisme dans les matériaux

1.2.1.1 Convention de magnétisme

Ben que la majorité des données de la littérature soit écrite suivant le système CGS (centimètre, gramme, seconde), le système international (SI) est choisi. Les principales relations entre les grandeurs fondamentales sont rappelées ci-dessous :

On définit :

- \vec{B} : vecteur induction magnétique exprimé en tesla ;
- $\vec{\mathcal{H}}$: vecteur champ magnétique exprimé en ampère par mètre ;
- $\vec{\mathfrak{M}}$: vecteur aimantation magnétique exprimé en ampère par mètre ;

La notation de Sommerfeld¹³ donne la relation suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{\mathcal{H}} + \vec{\mathfrak{M}}) \quad (1.7)$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide exprimée en henry par mètre. Le vecteur aimantation $\vec{\mathfrak{M}}$ est défini par la dérivée du moment magnétique \vec{m} par unité de volume dV , soit

$$\vec{\mathfrak{M}} = \frac{d\vec{m}}{dV} \quad (1.8)$$

On a également,

$$\vec{\mathfrak{M}} = \chi \cdot \vec{\mathcal{H}} \quad \text{et} \quad \vec{B} = \mu \cdot \vec{\mathcal{H}} \quad (1.9)$$

où χ est la susceptibilité magnétique *adimensionnelle* du matériau et μ sa perméabilité magnétique. Soit μ_r la perméabilité magnétique relative du matériau, on a

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (1.10)$$

Par conséquent,

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{\mathcal{H}} \quad (1.11)$$

12. Service des Basses Températures.

13. Il existe par ailleurs la notation de Kennely qui se traduit par $\vec{B} = \mu_0 \vec{\mathcal{H}} + \vec{J}$ où \vec{J} est le vecteur intensité d'aimantation ou polarisation magnétique exprimé en tesla.

Finalement,

$$\boxed{\mu_r = 1 + \chi} \quad (1.12)$$

Cette convention, qui définit les grandeurs extensives par unité de volume, est la plus répandue dans la littérature pour définir les grandeurs liées au magnétisme dans les matériaux. Or, les effets magnétiques sont en réalité liés aux atomes qui constituent la matière, donc sont plutôt définis par unité de masse. Cette convention, qui est donc adaptée pour les solides indéformables et indilatables car leur masse volumique est constante, ne l'est plus pour les fluides car leur masse volumique dépend de la température.

L'étude qui va suivre va montrer que cette dépendance peut être un inconvénient pour l'étude du magnétisme dans les fluides, alors qu'elle est sans effet sur l'étude du magnétisme dans les solides indéformables et indilatables.

Par conséquent, les grandeurs massiques seront privilégiées par rapport aux grandeurs volumiques, même si ces dernières sont plus présentes dans la littérature. Ce détail peut paraître quelque peu anecdotique, mais il a été une grande source d'erreur et d'incompréhension sur les calculs et les phénomènes relatifs au magnétisme. Il est d'autant plus facile de confondre ces grandeurs dans la mesure où diverses publications ne font souvent pas la différence entre les comportements des grandeurs massiques et volumiques.

C'est le cas de la susceptibilité magnétique, qui est pourtant la clef de la compensation magnétique.

1.2.1.2 Susceptibilité magnétique

Normalisation

La susceptibilité magnétique, grandeur macroscopique, est la résultante des propriétés magnétiques microscopiques, à l'échelle de l'atome. Les premières études de susceptibilité magnétique, menées par des chimistes, font principalement intervenir la susceptibilité *molaire* χ_M exprimée par nombre de moles d'atomes. Par la suite, suivant les utilisateurs, la susceptibilité *massique* (ou *spécifique*) χ_ρ et la susceptibilité *volumique* χ ont été définies et utilisées.

Le lecteur peut remarquer que la susceptibilité magnétique *volumique* a la même notation que la susceptibilité *adimensionnelle* de la section 1.2.1.1. Il s'agit en effet de la même grandeur physique. Afin de ne pas apporter de confusion, l'appellation *volumique* sera bannie dans la suite de ce document¹⁴.

Seules sont considérées les susceptibilités décrites dans le tableau 1.1.

Susceptibilité	molaire	massique (ou spécifique)	adimensionnelle
Symbole	χ_M	χ_ρ	χ
Unités	$\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	$\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$	-

TABLE 1.1 – Susceptibilités magnétiques et unités correspondantes.

La relation de passage entre ces trois grandeurs est la suivante (voir annexe A) :

$$\boxed{\chi = \rho \chi_\rho = \frac{\rho}{M} \chi_M} \quad (1.13)$$

14. La règle classique de passage d'une grandeur massique à une grandeur volumique fait intervenir la masse volumique. Cette règle est également vraie ici (équation 1.13), mais les unités peuvent induire le lecteur en erreur.

où M est la masse molaire de la substance.

Les susceptibilités ayant été définies, intéressons-nous maintenant aux valeurs réelles rencontrées dans les matériaux. Trois matériaux ont fait ici l'objet d'une étude magnétique poussée : l'oxygène, l'hydrogène (fluides cryopropulseurs) et le fer doux (utilisé pour modifier les lignes de champ – voir section 1.2.3).

Diamagnétisme

Les matériaux diamagnétiques, tels que l'hydrogène, sont caractérisés par une susceptibilité magnétique négative, et très faible ($\chi_M \sim 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$). Celle-ci est, en outre, indépendante de la température.

Paramagnétisme

Les matériaux paramagnétiques, comme l'oxygène, sont caractérisés par une susceptibilité magnétique positive, mais élevée ($\chi_M \sim 10^{-8} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$). Le diamagnétisme est également présent dans ce type de matériau, mais en raison de son intensité de trois ordres de grandeur plus faible, il est occulté par le paramagnétisme.

La susceptibilité magnétique massique est en revanche dépendante de la température, en suivant la loi de Curie-Weiss :

$$\chi_p \sim (T - T_{\text{Curie}})^{-1} \quad (1.14)$$

où T_{Curie} est la température de Curie.

Ferromagnétisme

Les matériaux ferromagnétiques (par exemple le fer pur) ont une susceptibilité magnétique massique positive et très élevée sur plusieurs ordres de grandeur ($\chi_M \sim 10^{-4} - 10^{-1} \text{ m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$). Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, même faible, l'aimantation dans le matériau augmente très rapidement pour atteindre l'aimantation à saturation. Celle-ci décroît en fonction de la température, et s'annule à partir de la *température de Curie*.

Antiferromagnétisme, ferrimagnétisme, superparamagnétisme

D'autres types de comportements magnétiques existent mais ceux-ci ne rentrent pas dans le cadre de ce travail.

Des matériaux peuvent avoir deux types de comportement magnétique différents selon la température. C'est le cas de l'oxygène : alors que l'oxygène sous forme liquide ou vapeur est paramagnétique, l'oxygène solide peut, suivant certaines configurations atomiques, être antiferromagnétique. Par ailleurs, le fer pur, qui est par essence ferromagnétique à température basse et ambiante, est paramagnétique au-delà de sa température de Curie (1045 K).

Bilan

Dans les conditions expérimentales mises en œuvre, les matériaux décrits ci-dessus ont les propriétés données dans le tableau 1.2.

Substance		Hydrogène	Oxygène	Fer
Température (K)		13 à 33	54 à 154	4,2
Comportement		diamagnétique	paramagnétique	ferromagnétique
χ_M (m ³ · mol ⁻¹)		$\sim -10^{-11}$	$\sim 10^{-8}$	$\sim 10^{-4}$ à 10^{-1}
χ_ρ (m ³ · kg ⁻¹)		$\sim -10^{-8}$	$\sim 10^{-6}$	$\sim 10^{-3}$ à 1
χ	liquide	$\sim -10^{-6}$	$\sim 10^{-3}$	~ 10 à 10^4
	vapeur	$\sim -10^{-9}$ à -10^{-6}	$\sim 10^{-8}$ à 10^{-3}	

TABLE 1.2 – Comportement magnétique et ordre de grandeur des susceptibilités pour les substances étudiées.

1.2.2 Principe de la compensation magnétique

1.2.2.1 Force magnétique de compensation

En présence d'un gradient de champ magnétique, les matériaux magnétiques subissent la force volumique magnétique \vec{F}_m suivante :

$$\vec{F}_m = \frac{\chi}{2\mu_0} \vec{\nabla} B^2 \quad (1.15)$$

où χ est la susceptibilité magnétique adimensionnelle du matériau, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et \vec{B} l'induction magnétique du champ extérieur appliqué.

L'expression précédente peut-être réécrite de la manière suivante :

$$\vec{F}_m = \rho \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{\nabla} B^2 \quad \text{avec} \quad \chi_\rho = \frac{\chi}{\rho} \quad (1.16)$$

où apparaît χ_ρ la susceptibilité magnétique *massique*.

On peut rappeler d'après les formules de calcul vectoriel que

$$\vec{\nabla} B^2 = 2 \left(\vec{B} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{B} \quad (1.17)$$

Par conséquent, cette force magnétique ne peut exister qu'aux deux conditions suivantes :

- il existe un champ magnétique non nul ;
- ce champ magnétique varie spatialement.

Nous verrons par la suite comment obtenir en pratique ces deux conditions.

1.2.2.2 Inhomogénéité du champ de compensation

Définition du vecteur gravité résiduelle

Considérons un élément de volume unitaire de matériau immobile placé dans un champ magnétique inhomogène. L'élément est soumis à deux forces :

$$\left| \begin{array}{l} \text{le poids : } \vec{F}_g = \rho \vec{g} \\ \text{la force magnétique : } \vec{F}_m = \rho \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{\nabla} B^2 \end{array} \right.$$

La résultante des forces s'appliquant sur l'élément de volume est :

$$\vec{F}_g + \vec{F}_m = \rho \vec{g} + \rho \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{\nabla} B^2 \quad (1.18)$$

Par commodité d'écriture, on définit le vecteur *compensation* $\vec{G} = \vec{\nabla} B^2$. On peut donc écrire :

$$\vec{F}_g + \vec{F}_m = \rho \left(\vec{g} + \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{G} \right) \quad (1.19)$$

On définit le vecteur *gravité résiduelle* \vec{g}^* par :

$$\vec{g}^* = \vec{g} + \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{G} \quad (1.20)$$

Ainsi,

$$\vec{F}_g + \vec{F}_m = \rho \vec{g}^* \quad (1.21)$$

Deux cas particuliers apparaissent :

$$\begin{aligned} \text{si } \vec{F}_m = \vec{0}, & \quad \text{alors } \vec{g}^* = \vec{g} \\ \text{si } \vec{F}_m = -\vec{F}_g, & \quad \text{alors } \vec{g}^* = \vec{0} \end{aligned} \quad (1.22)$$

Si la force magnétique est nulle, la gravité résiduelle est égale à la gravité terrestre : il s'agit des conditions terrestres *normales*. Si la force magnétique est égale et opposée à la force gravitationnelle, la gravité résiduelle est nulle : il s'agit des conditions de *microgravité*.

La gravité résiduelle est donc la gravité effective ressentie par la substance.

Dans le cas de la compensation de la gravité par méthode inertielle (chute libre ou orbitation) et sous réserve que le référentiel ne soit pas tournant, la compensation de la force gravitationnelle est effective dans tout le volume en microgravité.

En revanche, ce n'est pas le cas de la compensation magnétique de la gravité. La force magnétique \vec{F}_m n'est pas uniforme dans l'espace, à l'inverse de la force de gravité \vec{F}_g (à l'échelle de l'installation). Il est en effet impossible de compenser exactement la gravité en plus de deux points de l'espace en utilisant un solénoïde simple [64]. Dans ce cas, plus on s'éloigne des points de compensation exacte, et plus les forces résiduelles volumiques sont importantes. En particulier, les forces radiales varient comme la distance r par rapport à l'axe du solénoïde.

Il est donc intéressant de pouvoir qualifier l'homogénéité de compensation dans ce type d'installation.

Compensation exacte de la gravité

D'après l'équation 1.19, il y aura compensation exacte si :

$$\vec{F}_g + \vec{F}_m = \rho \left(\vec{g} + \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{G} \right) = 0 \quad (1.23)$$

Pour obtenir la compensation magnétique exacte de la gravité de l'élément, il faut donc :

$$\vec{\nabla} B^2 = \vec{G}_0 = -\frac{2\mu_0}{\chi_\rho} \vec{g} \quad (1.24)$$

Soit \vec{u}_z le vecteur unitaire selon l'axe vertical. On définit :

$$\vec{g} = -|g|\vec{u}_z = -g\vec{u}_z \quad \text{et} \quad \vec{G} \cdot \vec{u}_z = G_z$$

Par conséquent

$$G_0 = \frac{2\mu_0}{\chi_\rho} g \quad (1.25)$$

Ainsi, on déduit que la compensation G_0 est positive pour les matériaux paramagnétiques et est négative pour les matériaux diamagnétiques. En guise d'illustration, le tableau 1.3 donne les valeurs nécessaires à la compensation exacte de la gravité dans quelques matériaux.

Substance	Formule	Température	G_0 ($T^2 \cdot m^{-1}$)
dihydrogène	H₂	-	-991,4
dideutérium	D ₂	-	-1972
méthane	CH ₄	-	-2573
eau	H ₂ O	-	-2717
argon	Ar	-	-3999
hélium	He	-	-4174
dioxyde de carbone	CO ₂	-	-4316
diazote	N ₂	-	-4578
néon	Ne	-	-5874
dioxygène	O₂ (1 bar)	90,1 K	8,156
dioxygène	O₂ (critique)	154,58 K	11,02
monoxyde d'azote	NO	121,4 K	516

TABLE 1.3 – Valeurs de la compensation exacte de la gravité G_0 pour différentes substances.

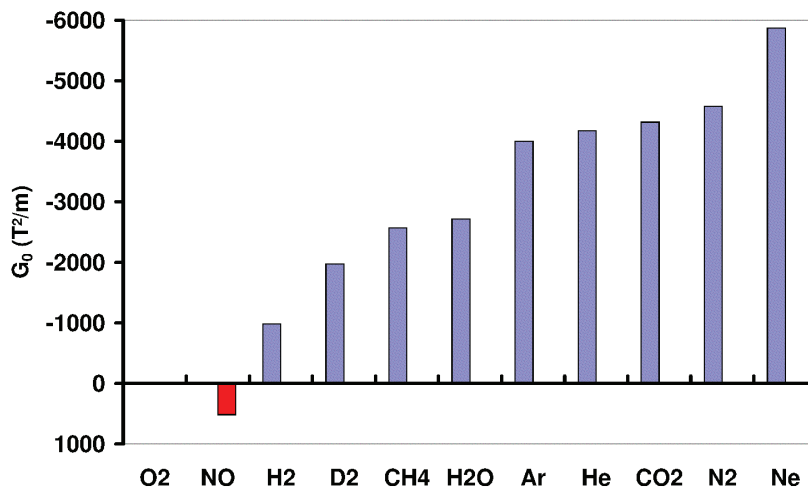


FIGURE 1.6 – Valeurs de la compensation exacte de la gravité G_0 pour différentes substances.

Deux observations importantes sont à faire :

- pour les substances paramagnétiques, la température doit être précisée : étant donné que la susceptibilité magnétique massique χ_ρ varie avec la température, la valeur de G_0 pour obtenir la compensation magnétique varie elle aussi ;
- la valeur de $|G_0|$ pour compenser la gravité pour les diamagnétiques est plus importante que pour les paramagnétiques : l'installation de compensation nécessite de produire un gradient de champ beaucoup plus important.

Il existe, à l'heure actuelle, plusieurs laboratoires qui possèdent des bobines permettant d'obtenir la microgravité. Le tableau 1.4 présente leurs caractéristiques magnétiques [52].

Lieu	B_{\max} (T)	G_{\max} ($T^2 \cdot m^{-1}$)	Diamètre utile (mm)
Nottingham (UK)	16,5	2940	50
Nijmegen (NL)	17	3000	40
Gainesville (FL,USA)	15	3000	50
		760	195
Providence (RI,USA)	9,5	3200	11
Hiroshima (Jap)	15	3000	50
Tohoku (Jap)		4000	52
Tsukuba (Jap)	8,5	448	50
	17	1600	
Grenoble (F)	10	1000	50
	1,5	11	180

TABLE 1.4 – Caractéristiques des installations de compensation magnétique dans le monde.

Deux installations de compensation magnétique de la gravité sont installées au Commissariat à l'Énergie Atomique de Grenoble et sont gérées par le Service des Basses Températures. Elles font l'objet d'une description détaillée dans le chapitre 2. La plus ancienne, baptisée HYLDE (HYdrogen Levitation DEvice), permet de compenser la gravité dans l'hydrogène ; la seconde, baptisée OLGA (Oxygen Low Gravity Apparatus) permet de compenser la gravité dans l'oxygène.

Définition du vecteur inhomogénéité

Pour caractériser le défaut de compensation dans le volume, on définit le vecteur *inhomogénéité* du champ de gravité résiduelle $\vec{\epsilon}$ dépendant du point \vec{r} de l'espace de la manière suivante :

$$\vec{\epsilon}(\vec{r}) = \frac{\vec{G}(\vec{r}) - \vec{G}_0}{G_0} \quad (1.26)$$

Le champ de vecteur inhomogénéité $\vec{\epsilon}$ est l'image des forces résiduelles s'appliquant autour du point de compensation exacte.

Par ailleurs, d'après les équations 1.20 et 1.26 :

$$\vec{g}^*(\vec{r}) = \vec{g} + \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{G}(\vec{r}) = \vec{g} + \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} (G_0 \vec{\epsilon}(\vec{r}) + \vec{G}_0) \quad (1.27)$$

or

$$\vec{G}_0 = -\frac{2\mu_0}{\chi_\rho} \vec{g} \quad \text{et} \quad G_0 = \frac{2\mu_0}{\chi_\rho} g$$

d'où

$$\vec{g}^*(\vec{r}) = g \cdot \vec{\epsilon}(\vec{r})$$

soit

$$\boxed{\vec{\epsilon}(\vec{r}) = \frac{\vec{g}^*(\vec{r})}{g}} \quad (1.28)$$

Par conséquent, le vecteur inhomogénéité n'est autre que le vecteur gravité résiduelle adimensionné.

Regardons à présent l'application de ces définitions au cas du solénoïde.

1.2.3 Compensation magnétique avec un solénoïde de taille finie

Le champ magnétique est créé par une bobine cylindrique de dimension finie : il s'agit de la configuration la plus aisée pour obtenir la compensation magnétique. Le champ magnétique est constant : le solénoïde est parcouru par un courant constant I .

1.2.3.1 Éléments d'analyse vectorielle

Le repère considéré est galiléen en coordonnées cylindriques (r, θ, z) . Par ailleurs, la configuration est *a priori* axisymétrique (bidimensionnelle invariante par rotation selon la coordonnée θ). Les paramètres du problème sont par conséquent réduits à (r, z) .

Ainsi :

$$\vec{G} = \vec{\nabla} B^2 = \begin{vmatrix} \frac{\partial B^2}{\partial r}(r, z) \\ \frac{\partial B^2}{\partial z}(r, z) \end{vmatrix}$$

Dans le repère (r, z) , on définit :

$$\vec{B} = \begin{vmatrix} B_r(r, z) \\ B_z(r, z) \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{G} = \begin{vmatrix} G_r(r, z) \\ G_z(r, z) \end{vmatrix}$$

D'où

$$\vec{\epsilon} = \begin{vmatrix} \epsilon_r(r, z) \\ \epsilon_z(r, z) \end{vmatrix} = \frac{1}{G_0} \begin{vmatrix} G_r(r, z) \\ G_z(r, z) - G_0 \end{vmatrix}$$

De plus,

$$\vec{G} = 2 \left(B_r \vec{\nabla} B_r + B_z \vec{\nabla} B_z \right) = \begin{vmatrix} 2 \left(B_r \frac{\partial B_r}{\partial r} + B_z \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \\ 2 \left(B_r \frac{\partial B_r}{\partial z} + B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} \right) \end{vmatrix}$$

On déduit quelques propriétés intéressantes de \vec{B} et de \vec{G} sur l'axe, pour raison de symétrie :

$$\vec{B}(0, z) = \begin{vmatrix} 0 \\ B_z(z) \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{G}(0, z) = \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{dB_z^2}{dz}(z) \end{vmatrix}$$

et

$$\vec{\epsilon}(0, z) = \begin{vmatrix} 0 \\ \frac{1}{G_0} \left(\frac{dB_z^2}{dz}(z) - G_0 \right) \end{vmatrix}$$

Comme indiqué précédemment, la compensation magnétique ne peut avoir lieu qu'en présence d'un champ magnétique variant spatialement. Par conséquent, la compensation magnétique n'est possible qu'à proximité des extrémités du solénoïde, où se situent les fuites magnétiques. À cet endroit, la compensation $|G_z|$ est la plus grande (figure 1.7).

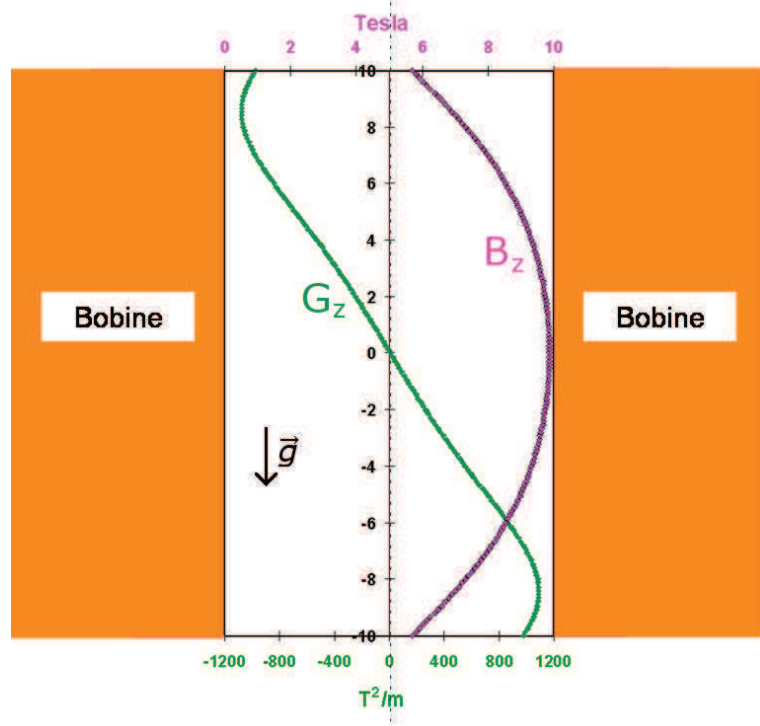


FIGURE 1.7 – Induction magnétique B_z et compensation G_z sur l'axe.

Pour un matériau donné, une expression théorique décrit la relation entre le champ magnétique, le niveau d'inhomogénéité désiré et le volume maximal possible pour une telle inhomogénéité [64]. Elle est obtenue en injectant le développement limité au 2^e ordre de \vec{B} dans l'expression de $\vec{\epsilon}$. Puis elle est simplifiée en tenant compte des propriétés du champ magnétique : $\text{div}(\vec{B}) = 0$ et $\text{rot}(\vec{B}) = \vec{0}$ et en considérant le champ magnétique vertical.

Dans le cas d'une bobine cylindrique, l'expression est la suivante :

$$B = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3G_0 R}{2\epsilon_r + \epsilon_z}} \quad (1.29)$$

où B est le module d'induction magnétique, G_0 la compensation exacte correspondant au matériau, R le rayon du volume, ϵ_r l'inhomogénéité radiale et ϵ_z l'inhomogénéité axiale.

Par exemple, si l'on considère la compensation magnétique de la gravité dans l'oxygène à 90,1 K avec une inhomogénéité axiale et radiale de 1 % et une induction magnétique de 1,1 T, le rayon maximal atteignable est de 5,9 mm correspondant à un volume de 0,9 cm³ environ.

Pour la compensation dans l'hydrogène, avec les mêmes inhomogénéités et une induction de 5,5 T, le rayon est de 1,2 mm correspondant à un volume de 7,6 mm³ environ.

Nous verrons que ce sont effectivement les ordres de grandeur des volumes compensés par les stations de compensation magnétique (chapitre 2).

1.2.3.2 Surcompensation – sous-compensation

En modifiant l'intensité du courant I , la valeur de la compensation $|G_z|$ varie (figure 1.8). L'origine de l'altitude $z = 0$ est située sur le plan de symétrie horizontal de la bobine. Sur le graphique, la zone correspondant à la compensation magnétique pour les matériaux paramagnétiques est située dans la zone où l'altitude z est négative. Inversement, la zone où l'altitude est positive correspond à la compensation magnétique pour les matériaux diamagnétiques.

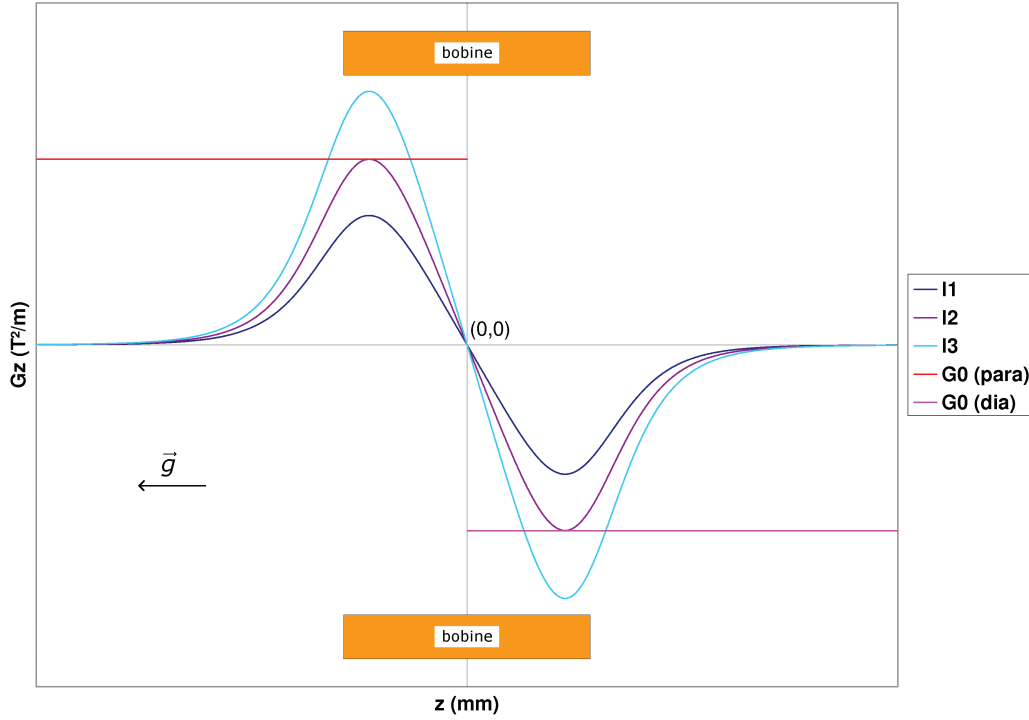


FIGURE 1.8 – Valeur de $G_z(0, z)$ sur l'axe en fonction de l'altitude z et du courant ($I_1 < I_2 < I_3$).

Trois configurations sont possibles :

- si le courant est trop faible (I_1), la courbe de $|G_z|$ ne franchit pas la valeur $|G_0|$: il n'y a pas dans ce cas de compensation magnétique ;
- si le courant augmente (I_2), la courbe a un point d'intersection avec la valeur $|G_0|$: la courbe $|G_z|$ est alors tangente à cette valeur ;
- si le courant augmente encore (I_3), la courbe a deux points d'intersection avec la valeur de $|G_0|$.

Pratiquement, seule la troisième configuration, comprenant deux points de compensation exacte, permet d'obtenir la compensation magnétique de la gravité.

La zone pour laquelle la courbe de $|G_z|$ est supérieure à la valeur correspondant à la compensation magnétique exacte $|G_0|$ est qualifiée de zone de *surcompensation* : la force magnétique y est supérieure au poids. Inversement, la zone où $|G_z|$ est inférieur à $|G_0|$ est qualifiée de zone de *sous-compensation* : l'intensité de la force magnétique y est inférieure à celle du poids.

1.2.3.3 Stabilité de la compensation magnétique

La compensation magnétique a pour but, dans ce travail, de permettre l'étude des transferts thermiques par ébullition en microgravité. Il a été vu au chapitre 1 que l'ébullition est influencée par la poussée d'Archimède. Par conséquent, l'absence de gravité maintient les bulles créées au niveau de l'élément chauffant. Il faut donc déterminer si, dans le cas de la compensation magnétique, les bulles restent également immobiles.

Cas des paramagnétiques (oxygène) – stabilité mécanique axiale

Une étude de stabilité mécanique sur l'axe de la bobine est effectuée. Considérons une bulle de vapeur à l'équilibre thermique avec le liquide environnant et en équilibre mécanique au point de compensation exact.

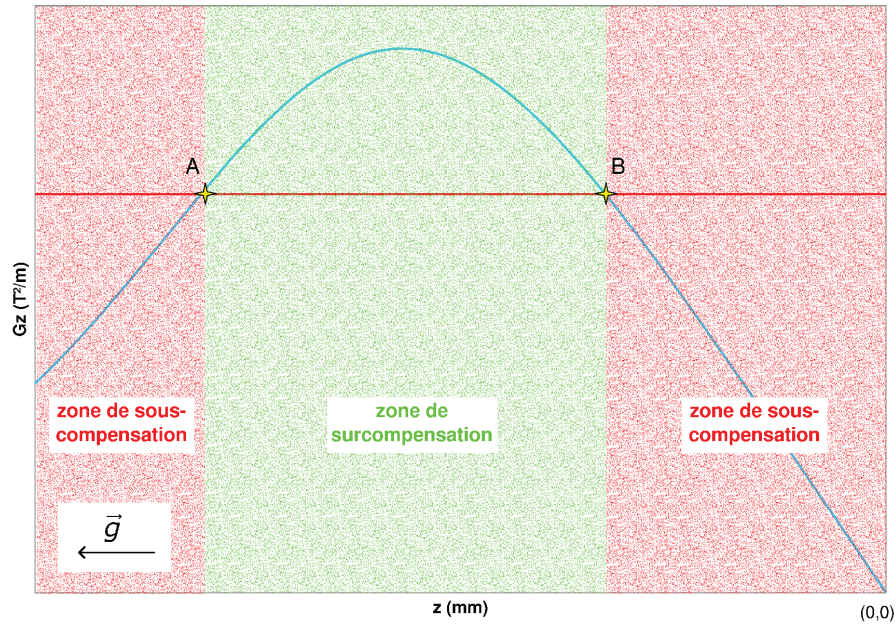


FIGURE 1.9 – Stabilité de la compensation magnétique pour les paramagnétiques. Seul le point A est stable (pour une bulle de vapeur).

Deux cas sont possibles (figure 1.9) :

- La bulle est au point A : Si une petite perturbation dz déplace la bulle vers le haut, la bulle se retrouve dans la zone de surcompensation. Les forces résultantes s'appliquant sur la bulle font déplacer la bulle dans le sens des z décroissants. Inversement, si la petite perturbation dz est négative, la bulle se déplace dans une zone de sous-compensation ; elle subit alors une force l'entraînant selon le sens des z croissants. Ainsi, dans les deux hypothèses, la bulle retrouve sa position initiale.
- La bulle est au point B : Si une petite perturbation dz déplace la bulle vers le haut, celle-ci se retrouve dans une zone de sous-compensation. La bulle va alors être entraînée par les forces résultantes selon le sens des z croissants. Le phénomène s'amplifie au fur et à mesure que la bulle s'élève puisque les forces résultantes s'intensifient. À l'inverse, si la perturbation dz est négative, la bulle se retrouve dans une zone de surcompensation. La force qui s'applique alors sur la bulle entraîne un mouvement de celle-ci vers le bas. L'intensité de la force augmente

à mesure que la bulle s'éloigne du point B. Par conséquent, la bulle ne peut conserver une position stable au point B.

Par conséquent, le point A, où la pente de la courbe de G_z est *positive*, est le point de compensation magnétique stable, au sens des expériences d'ébullition.

Cas des paramagnétiques (oxygène) – stabilité mécanique radiale

Soit une bulle placée au point de compensation *stable verticalement* défini précédemment, sur l'axe. L'altitude du point stable est égale à z_0 , donc :

$$\vec{G}(r = 0, z = z_0) = \begin{vmatrix} 0 \\ G_0 \end{vmatrix}$$

L'étude de la composante G_r de \vec{G} caractérise la stabilité mécanique radiale.

D'après l'équation 1.28, on obtient :

$$\vec{g}^* = \begin{vmatrix} g_r^* \\ g_z^* = g \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \epsilon_r \\ \epsilon_z \end{vmatrix}$$

et

$$\epsilon_r = \frac{G_r}{G_0}$$

Par conséquent, l'étude de G_r permet de déterminer l'accélération radiale s'appliquant sur la bulle.

Un calcul simple montre qu'au premier ordre [76] :

$$\epsilon_r = \frac{G_r}{G_0} \propto r$$

Pour illustrer l'étude, l'évolution de G_r en fonction de r est obtenue ci-dessous à l'aide du programme de simulation numérique RADIA (annexe D).

Le tracé de la valeur de G_r à l'altitude du point de compensation stable z_0 est donné sur la figure 1.10.

Si une petite perturbation dr écarte la bulle de l'axe, cette dernière est soumise aux forces résiduelles radiales créées par le champ de gravité résiduelle. Par conséquent :

$$\begin{aligned} G_r &> 0 \\ \iff \epsilon_r &> 0 \quad \text{car} \quad G_0 > 0 \\ \iff g_r^* &> 0 \end{aligned}$$

L'accélération radiale représentée par g_r^* est orientée dans le sens des r croissant. La poussée d'Archimède qui en résulte est donc orientée dans le sens des r décroissant. Ainsi, pour l'oxygène, les forces résiduelles radiales s'appliquant sur la bulle sont dirigées vers l'axe de symétrie (figure 1.12 à droite). L'oxygène (qui est paramagnétique) est donc stable radialement.

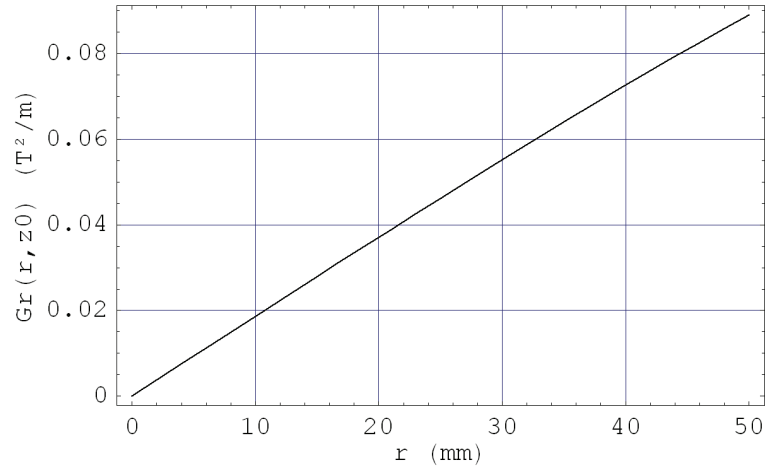


FIGURE 1.10 – Tracé de la valeur de $G_r(r, z_0)$ en fonction de r pour l'oxygène.

Cas des diamagnétiques (hydrogène) – stabilité mécanique axiale

Le raisonnement reste identique à celui présenté pour les paramagnétiques, moyennant quelques adaptations liées au signe négatif de la susceptibilité. Les deux cas possibles sont (figure 1.11) :

- la bulle est au point C : la situation est similaire au point A.
- la bulle est au point D : la situation est similaire au point B.

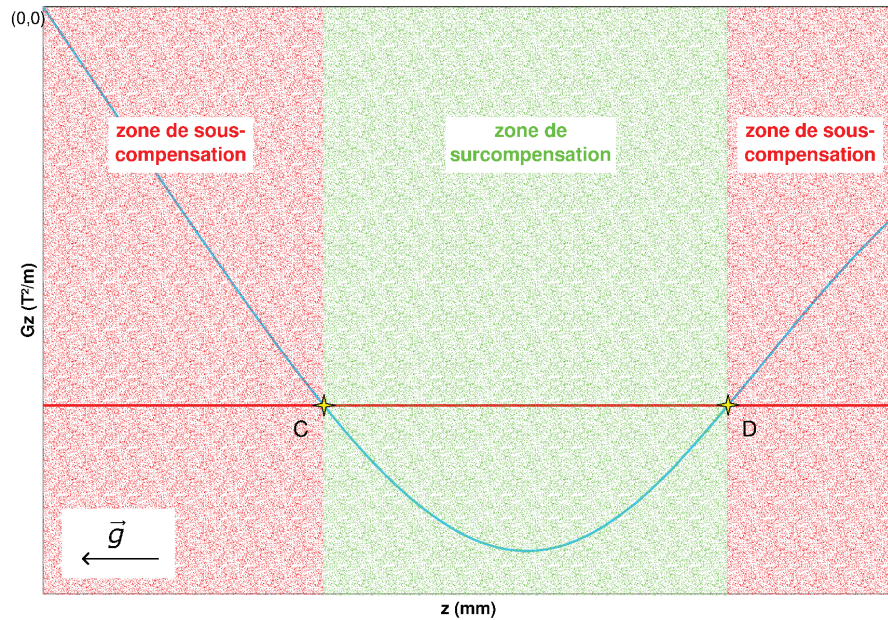


FIGURE 1.11 – Stabilité de la compensation magnétique pour les diamagnétiques. Seul le point C est stable (pour une bulle de vapeur).

Par conséquent, seul le point C, où la pente de la courbe de G_z est *négative*, assure une stabilité mécanique axiale de la bulle, permettant d'atteindre l'état de microgravité¹⁵.

Cas des diamagnétiques (hydrogène) – stabilité mécanique radiale

Le raisonnement établi pour l'oxygène est repris. Pour l'hydrogène, on obtient :

$$\begin{aligned} G_r &> 0 \\ \iff \epsilon_r &< 0 \quad \text{car } G_0 < 0 \\ \iff g_r^* &< 0 \end{aligned}$$

L'accélération étant dirigée vers l'axe, dans le sens des r décroissant, la poussée d'Archimède propulse la bulle vers l'extérieur. L'hydrogène est donc instable radialement. Ainsi, au point de compensation magnétique exacte, c'est le liquide qui s'agglutine.

Une remarque intéressante peut être faite à ce sujet : en cas d'équilibre thermodynamique, au point de compensation magnétique stable, il n'y a pas besoin de contenant pour observer la compensation. C'est pourquoi on peut observer une goutte d'eau sous compensation magnétique dans l'air ambiant [3].

En revanche, pour effectuer nos expériences de transferts thermiques dans l'hydrogène diphasique pur, un contenant est nécessaire : c'est le rôle joué par la cellule expérimentale (voir chapitre 2). La phase liquide devrait alors rester a priori sous forme de goutte si la cellule est convenablement placée au point de compensation magnétique stable. Mais l'effet de la tension superficielle et le caractère mouillant des parois de la cellule provoquent l'étalement de la goutte le long des parois.

En cas de fort remplissage de la cellule en liquide, il se forme une bulle sphérique placée à une altitude correspondant à celle du point de compensation magnétique exacte, mais elle ne peut pas se maintenir sur l'axe magnétique et se plaque radialement contre la paroi de la cellule. Pour nos expériences, on qualifiera l'hydrogène (qui est diamagnétique) de radialement instable.

Bilan

Dans le cas d'un solénoïde de dimension finie, si le courant (donc l'induction) est suffisant, il apparaît deux points de compensation magnétique exacte de la gravité. Cependant, la configuration magnétique ne permet, en pratique, de compenser la gravité qu'en un point de manière stable pour l'étude des transferts thermiques par ébullition.

L'oxygène est parfaitement stable pour les expériences d'ébullition : une bulle de vapeur générée sur l'axe magnétique de la bobine reste selon celui-ci et se place au niveau du point de compensation magnétique stable (figure 1.12 à droite).

En revanche, l'hydrogène est instable pour les expériences de transfert thermique. Il n'est qu'axialement stable : une bulle de vapeur créée sur l'axe magnétique de la bobine va certes se placer à l'altitude du point de compensation magnétique stable, mais les forces radiales l'empêchent de rester sur l'axe (figure 1.12 à gauche). Le liquide converge vers l'axe de symétrie et la bulle en est donc expulsée. La paroi de la cellule retient la bulle. Lorsque le nombre de *Bond* est petit, par exemple près du point critique, la bulle peut alors prendre une forme de tore [53].

15. Ce résultat permet de mettre en évidence le mauvais positionnement du point de compensation stable dans l'article de Wunenburger *et al.* [76].

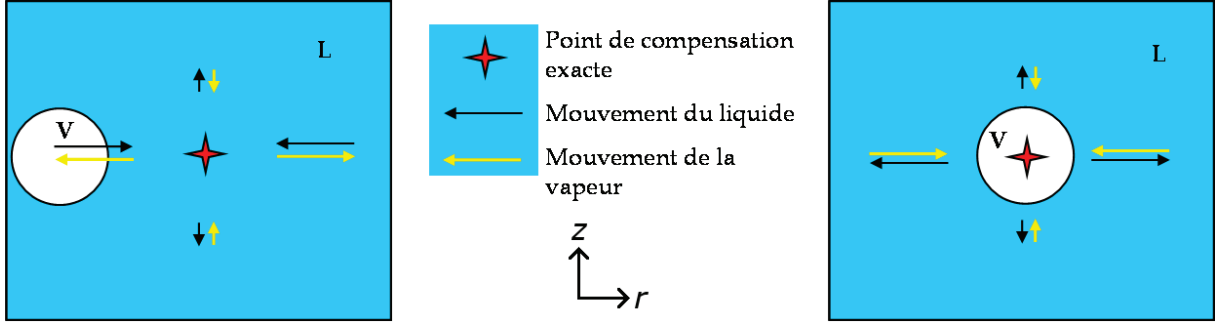


FIGURE 1.12 – Stabilité de la compensation magnétique pour les expériences d'ébullition : cas de l'hydrogène (à gauche) et de l'oxygène (à droite).

Par ailleurs, la non-uniformité de la force magnétique est à l'origine de forces résiduelles parasites s'appliquant sur la bulle. Il est cependant possible de les réduire en modifiant le champ magnétique de manière adéquate.

1.2.3.4 Modification du niveau de gravité

Il existe une infinité de couples courant-altitude (I, z) correspondant au point de compensation exacte de la gravité. Soit (I_0, z_0) l'un de ces couples.

L'équation (1.20) projetée le long de l'axe magnétique donne :

$$g^*(I, z) + \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} G_z(I, z) = g \quad \text{où} \quad G_z(I, z) = \frac{dB_z^2}{dz}(I, z) \quad (1.30)$$

et g^* est le niveau de gravité résiduelle, g la gravité terrestre, χ_ρ la susceptibilité massique de l'oxygène, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et G_z la composante axiale de la compensation magnétique.

Par définition, $g^*(I_0, z_0) = 0$, donc

$$\frac{\chi_\rho}{2\mu_0} G_z(I_0, z_0) = g$$

La bobine sans insert a un comportement quasi linéaire sur l'axe, donc on a $B_z \propto I$ et

$$\frac{1}{2\mu_0} \frac{dB_z^2}{dz}(I, z) = \frac{G_z(I, z)}{2\mu_0} = I^2 \cdot f(z)$$

où f est une fonction indépendante de I .

Il vient :

$$g^*(I, z) + \chi_\rho \cdot I^2 \cdot f(z) = g \quad (1.31)$$

et

$$\chi_\rho \cdot I_0^2 \cdot f(z_0) = g$$

On fixe l'altitude $z = z_0$. On obtient :

$$g^*(I, z_0) + \chi_\rho \cdot I^2 \cdot f(z_0) = g$$

et

$$\chi_\rho \cdot f(z_0) = \frac{g}{I_0^2}$$

donc

$$g^*(I, z_0) + I^2 \cdot \frac{g}{I_0^2} = g$$

On obtient ainsi la relation entre le courant et le niveau de gravité résiduelle :

$$\boxed{\frac{g^*(I, z_0)}{g} = 1 - \left(\frac{I}{I_0}\right)^2} \quad (1.32)$$

ou encore

$$\boxed{\frac{I}{I_0} = \sqrt{1 - \frac{g^*(I, z_0)}{g}}} \quad (1.33)$$

Ainsi, cette relation permet d'obtenir directement le courant à appliquer pour obtenir le niveau de gravité désiré.

1.2.4 Déformation du champ de compensation à l'aide d'un insert ferromagnétique

En changeant la géométrie des lignes de champ magnétique, l'intensité de la force magnétique de compensation est également modifiée. Tout objet ayant des propriétés magnétiques peut modifier les lignes de champ et créer une nouvelle configuration magnétique.

Les inserts sont des éléments magnétiques, implantés à proximité de la zone de compensation magnétique et qui modifient le champ. Ils peuvent être actifs (aimant permanent ou bobine électromagnétique) ou passifs (matériaux sans aimantation rémanente). En raison de conditions expérimentales contraignantes (champ magnétique élevé et température basse), les inserts actifs ne sont pas recommandés : l'aimant permanent pourrait être désaimanté involontairement ; la bobine électromagnétique nécessiterait une connectique supplémentaire, ce qui compliquerait les installations expérimentales déjà bien fournies en connexions électriques.

Ainsi, les matériaux passifs sont donc tout particulièrement indiqués. Parmi ceux-ci, les éléments ferromagnétiques doux sont les plus efficaces : l'utilisation d'inserts de ce type a déjà montré des résultats intéressants pour la modification du champ magnétique dans l'installation de compensation de l'hydrogène. Il s'agissait d'un tube cylindrique en fer ARMCO placé autour de la cellule, dans le trou de champ du solénoïde. Les dimensions et le positionnement de l'insert par rapport à la bobine ont fait l'objet d'une optimisation [64]. L'ajout de cet insert a permis de réduire de 45 % l'inhomogénéité dans le volume initial considéré.

En suivant le même protocole d'optimisation, un insert en fer pur ARMCO a été mis en place pour l'installation de compensation de la gravité dans l'oxygène (figure 1.13). Ses dimensions atteignent : 109 mm de rayon interne, 123 mm de rayon externe et 179 mm de hauteur. Le bas de l'insert est placé à $-239,5$ mm du centre de la bobine externe.

Les deux installations de compensation de la gravité font l'objet d'une description complète au chapitre 2.

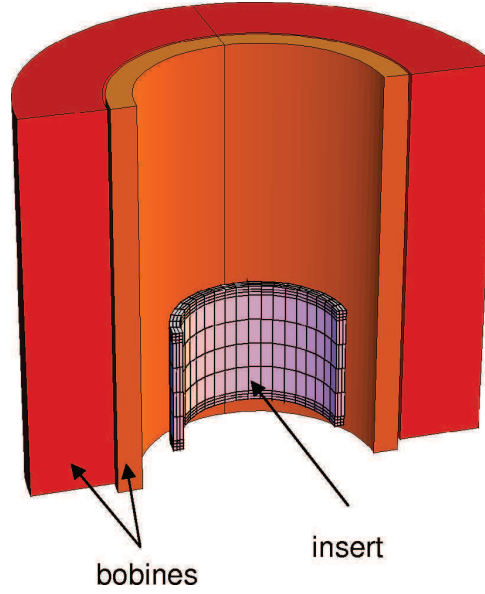


FIGURE 1.13 – Schéma de l'insert placé dans le trou de champ de la bobine.

1.2.4.1 Effet de l'insert sur le champ magnétique (O_2)

Le champ de compensation pour l'oxygène est simulé avec le code RADIA (voir annexe D pour le détail du code). Son inhomogénéité est présentée selon ses coordonnées dans le repère (r, z) . La zone d'étude est suffisamment grande pour englober une cellule expérimentale (voir chapitre 2). Le rayon de la zone s'étend de 0 à 25 mm et sa hauteur de -40 à 80 mm de part et d'autre du point de compensation exacte (altitude z_0) défini précédemment.

La figure 1.14 montre la carte d'inhomogénéité de compensation créée par la bobine seule. Il s'agit de la carte complète d'une situation correspondant à celle présentée pour l'étude de stabilité précédente. La courbe de la composante verticale ϵ_z de l'inhomogénéité (à gauche sur la figure) présente une forme de cloche similaire à celle de la figure 1.9, quel que soit le rayon r : la déviation radiale est très faible. L'inhomogénéité radiale ϵ_r (à droite sur la figure) est linéaire en fonction de r , quelle que soit l'altitude $z - z_0$.

La figure 1.15 présente l'inhomogénéité de la compensation magnétique dans le cas où un insert ferromagnétique a été ajouté. Pour obtenir le même niveau de compensation magnétique, le champ magnétique doit être plus important [64]. Le courant est donc augmenté en conséquence et on observe que l'altitude z_0 est différente de celle du cas de la bobine seule.

L'effet de l'insert ferromagnétique sur le champ de compensation est sans appel : l'inhomogénéité axiale ϵ_z est améliorée : un plateau apparaît au niveau du point de compensation magnétique exacte. La pente de la courbe est ainsi moins importante, mais elle reste positive : la stabilité axiale est conservée. De plus, c'est au niveau de l'inhomogénéité radiale que les effets sont les plus significatifs : son amplitude maximale a bien été réduite de deux tiers.

1.2.4.2 Prise en compte des pièces métalliques de la cellule

À l'instar de l'insert ferromagnétique ci-dessus, tout matériau magnétique placé à l'intérieur du trou de champ peut avoir un effet sur le champ de compensation. Les pièces utilisées pour

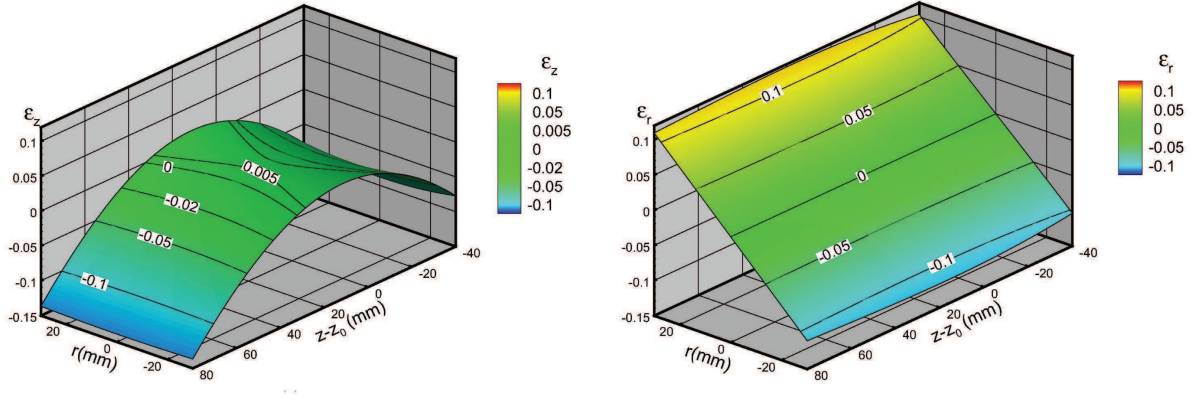


FIGURE 1.14 – Inhomogénéité du champ de compensation pour la bobine seule ($I_0 = 239,25$ A ; $z_0 = -243,2$ mm).

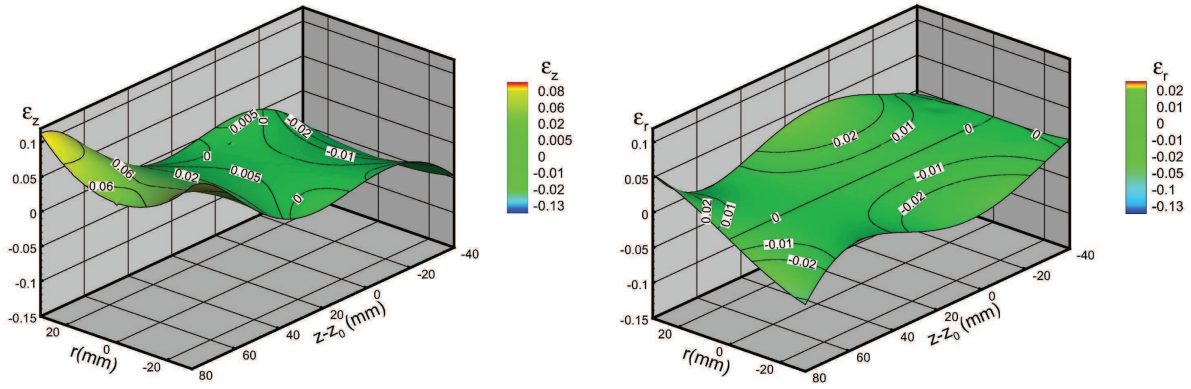


FIGURE 1.15 – Inhomogénéité du champ de compensation pour la bobine et l'insert ($I_0 = 271,4$ A ; $z_0 = -149$ mm).

construire les cellules expérimentales sont donc susceptibles de créer localement des distorsions du champ de compensation.

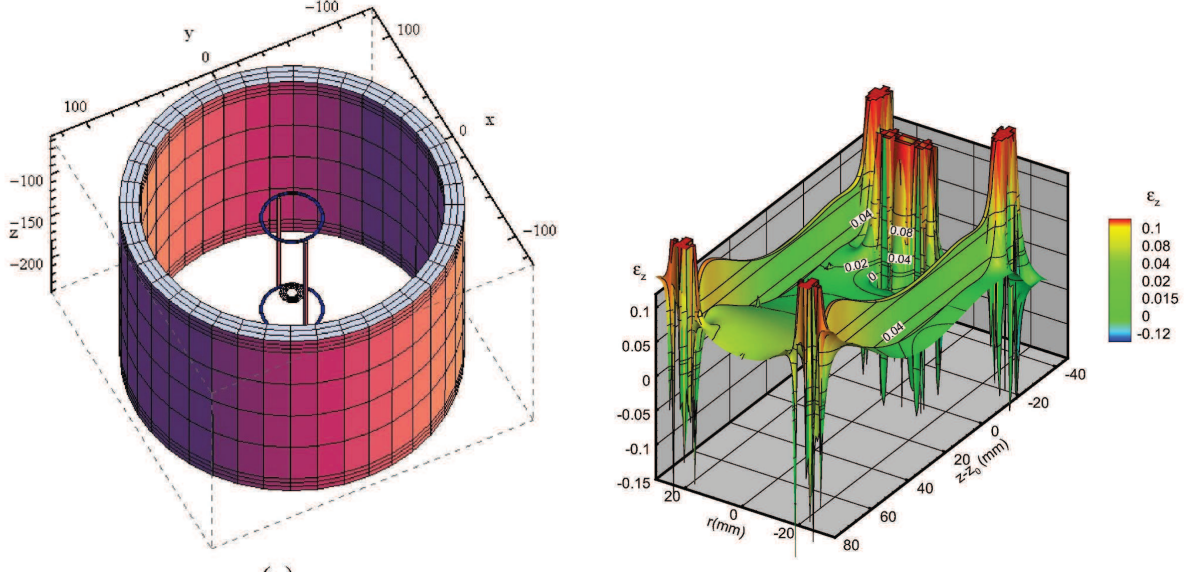


FIGURE 1.16 – Inhomogénéité axiale du champ de compensation pour la bobine, l’insert et la cellule ($I_0 = 271,4$ A ; $z_0 = -149$ mm).

La figure 1.16 montre l’effet des pièces présentant un caractère magnétique, même faible. Il s’agit, en particulier, des tiges filetées en acier inoxydable, des fils des résistances de chauffage des brides supérieures et inférieures, et de l’anneau d’isolation entre l’élément chauffant et la bride inférieure en cuivre (voir chapitre 2 pour plus de détails sur la cellule). Pour montrer l’effet de ces pièces sur le champ, leur aimantation à saturation a été fixée arbitrairement à $\mu_0 M = 0,1$ T (voir annexe A). Il apparaît clairement que l’inhomogénéité du champ de compensation est fortement perturbée au voisinage de ces éléments.

1.2.4.3 Bilan

Tout élément présentant un caractère magnétique et inséré à l’intérieur du solénoïde est susceptible de modifier le champ de compensation. La modification peut être volontaire, pour améliorer son homogénéité, en ajoutant un insert spécialement conçu pour cela. Elle peut être par ailleurs involontaire, la modification étant due cette fois à la présence de matériaux magnétiques situés sur ou à proximité de la cellule expérimentale.

Il faut noter que le fluide soumis à la compensation magnétique peut lui-même être à l’origine de distorsions dans le champ de compensation : c’est le cas de l’instabilité identique à celle rencontrée dans les ferrofluides décrite ci-dessous.

1.2.5 Limites de la compensation de la gravité dans les fluides

1.2.5.1 Dépendance thermique de la susceptibilité magnétique

La susceptibilité magnétique pour les paramagnétiques (oxygène) est dépendante de la température du fluide, d'après la loi de Curie-Weiss (équation (1.14)). La susceptibilité et donc la compensation diminuent à mesure que la température du fluide s'élève (toutes choses égales par ailleurs). Or, dans le cas des expériences d'ébullition, le liquide s'échauffe à proximité de l'élément chauffant, entraînant une inhomogénéité de la température au sein du liquide. La compensation perd donc son uniformité et des mouvements de convection peuvent apparaître.

Cet effet est d'autant plus marqué que le flux de chaleur injecté dans le liquide est important et peut fortement perturber l'étude (voir chapitre 5). Par conséquent, l'étude des transferts thermiques près du point critique permet de limiter cet effet (voir chapitre 6).

1.2.5.2 Instabilité de Cowley-Rosensweig

Les ferrofluids sont des fluides rendus fortement magnétiques par dopage avec des particules ferromagnétiques en suspension. Ils ont la particularité d'interagir fortement avec un champ magnétique. L'interaction provoque des distorsions du champ magnétique au voisinage de l'interface liquide-vapeur. Elles sont à l'origine d'une instabilité caractérisée par l'apparition d'ondulations au niveau de la surface libre du fluide. Celles-ci ont été observées dans le cas des ferrofluids soumis à un champ magnétique constant [18].

L'instabilité apparaît lorsque le champ magnétique dépasse une valeur seuil. Dans le cas d'un champ magnétique uniforme dans l'espace, cette valeur est donnée par :

$$B_s = \sqrt{\frac{\sigma \cdot \mu_0 \cdot \chi_v}{l_c \cdot \chi_l^2} \cdot \frac{2\chi_v + \chi_l}{\chi_v + \chi_l}} \quad (1.34)$$

où

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \Delta\rho}} \quad (1.35)$$

La saturation de l'instabilité fait apparaître des ondulations sur l'interface. Leur longueur d'onde est $\lambda = l_c/2\pi$.

Les ferrofluids sont donc des fluides ayant une très forte susceptibilité magnétique, du niveau de celle des matériaux ferromagnétiques. Pourtant, même si sa susceptibilité magnétique est plus faible, l'oxygène peut subir le même type d'instabilité. Elle a effectivement été observée pour l'oxygène soumis à un champ magnétique : la cellule étant plus petite que la longueur d'onde, l'interface s'est déformée en suivant une forme conique [70].

Dans notre cas, le champ n'est pas uniforme dans l'espace : le gradient du champ magnétique est non nul. Par conséquent, ce n'est plus la gravité g qu'il faut prendre en compte dans l'expression de la longueur capillaire, mais la gravité résiduelle g^* . Pour ce type de configuration, d'après l'équation (1.34), $B_s \propto l_c^{-1/2}$. Le champ magnétique seuil évolue donc selon $B_s \propto g^{*1/4}$ [13].

En microgravité ($g^* = 0$ donc $l_c \rightarrow \infty$ et $B_s \rightarrow 0$), l'instabilité se développe même pour des champs très faibles. Il est impossible de voir le développement temporel de l'instabilité car le phénomène est beaucoup trop rapide. En revanche, les ondulations « statiques » de l'interface dues à la saturation de l'instabilité sont visibles. L'effet est différent selon l'éloignement par rapport au point critique (figure 1.17 et figure 1.18). Plus on s'éloigne du point critique, moins

le phénomène est visible, car la force capillaire augmente. Il en va de même pour la taille de la bulle : plus la bulle est petite, moins elle est déformée par l'instabilité.

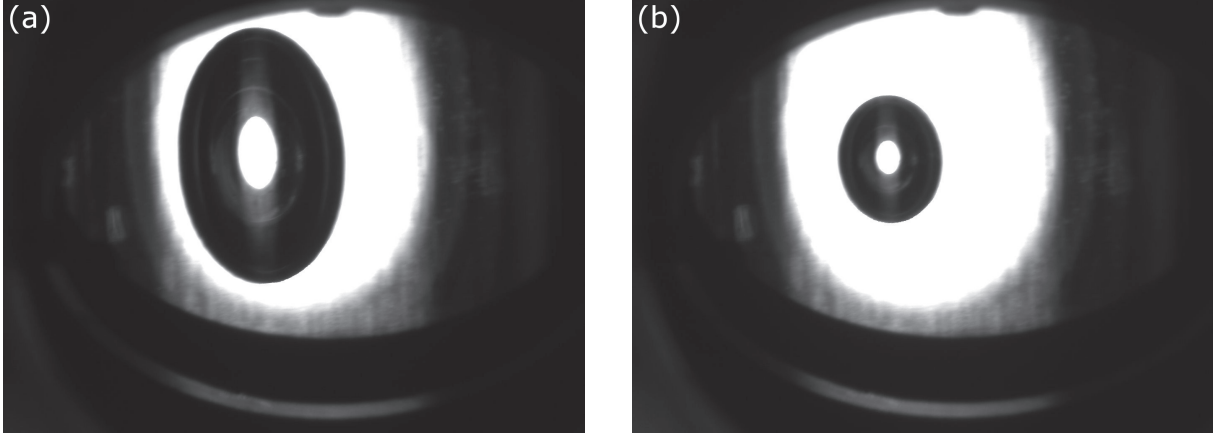


FIGURE 1.17 – Observation latérale de l'instabilité de Cowley-Rosensweig loin du point critique ($T_{sat} = 90,1$ K soit $T_c - T_{sat} = 64,4$ K) en microgravité. La forme de la bulle varie en fonction du remplissage, mais reste quasi-sphérique en raison de la prédominance de la force capillaire.

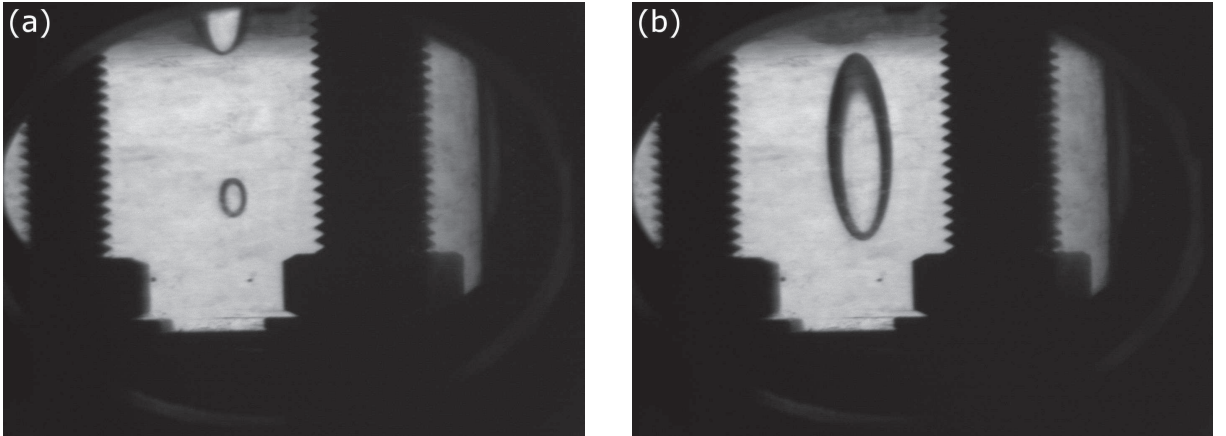


FIGURE 1.18 – Observation latérale de l'instabilité de Cowley-Rosensweig près du point critique en microgravité ((a) : $T_c - T_{sat} = 2,2$ K ; (b) : $T_c - T_{sat} = 1,6$ K). La forme de la bulle devient ellipsoïde car la longueur d'onde (λ) de l'instabilité est supérieure à la taille de la cellule. Les vis de renfort de la cellule sont visibles.

Celle-ci est, par ailleurs, plus prononcée en présence de l'insert ferromagnétique, car le champ généré par la bobine nécessaire pour obtenir le même niveau de compensation est plus important. L'interface peut subir des déformations anguleuses ou des ondulations (figure 1.19).

En ce qui concerne l'hydrogène, l'instabilité n'a jamais été observée, quelle que soit la température ou la valeur du champ magnétique. En revanche, près du point critique, on peut observer expérimentalement que l'interface liquide-vapeur se déforme de telle sorte que le potentiel magnéto-gravitaire, qui est le reflet de l'inhomogénéité du champ de compensation, ait la même valeur en tout point de l'interface [42]. Le tore est l'une des formes observées.

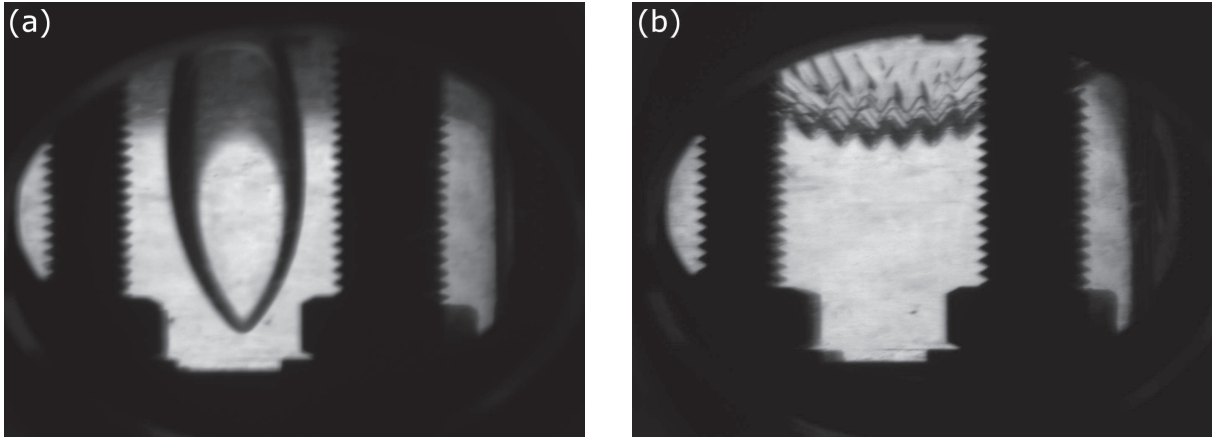


FIGURE 1.19 – Effet de l'insert ferromagnétique sur l'instabilité de Cowley-Rosensweig près du point critique ((a) : $T_c - T_{sat} = 0,9$ K; (b) : $T_c - T_{sat} = 0,1$ K). Les vis de renfort de la cellule sont visibles.

Pour l'oxygène, l'instabilité de Cowley-Rosensweig empêche toute observation expérimentale de ces potentiels.

1.2.6 Synthèse

L'objet de cette partie a été de décrire les grandeurs fondamentales du magnétisme et leur intervention dans le cas de la compensation magnétique. Le principe de celle-ci a été défini et son application au cas des fluides (paramagnétique et diamagnétique) expliquée en détail.

La stabilité de la compensation magnétique a été étudiée. L'oxygène est parfaitement stable pour les expériences de transferts thermiques, ce qui n'est pas le cas de l'hydrogène : la stabilité radiale n'est pas assurée.

En revanche, la présence de l'instabilité d'interface de Cowley-Rosensweig, que l'on rencontre uniquement avec l'oxygène de par sa forte susceptibilité paramagnétique, entraîne une déformation de l'interface.

1.3 Transition de phases et échanges de chaleur

La thermohydraulique regroupe l'ensemble des phénomènes physiques faisant intervenir la mécanique des fluides et l'étude des transferts thermiques. Ce chapitre vise à définir les transferts de masse et de chaleur dans les milieux matériels supposés être des milieux continus (fluides ou solides), avec changement de phase.

1.3.1 Diagramme de phase d'un corps pur

L'état thermodynamique d'un fluide est défini par trois paramètres. Les paramètres¹⁶ volontairement choisis ici sont : la pression P , la température T , et la masse volumique ρ . Le diagramme est donc en trois dimensions (figure 1.20).

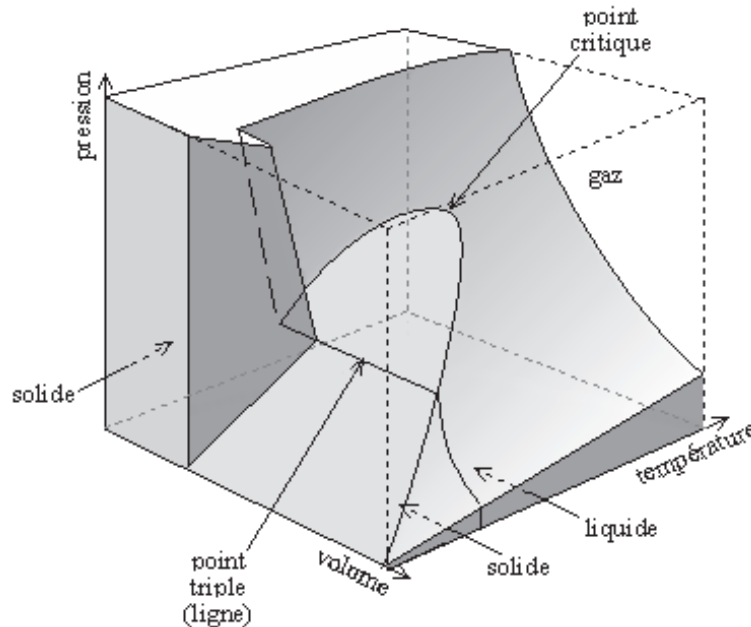


FIGURE 1.20 – Diagramme de phase d'un fluide.

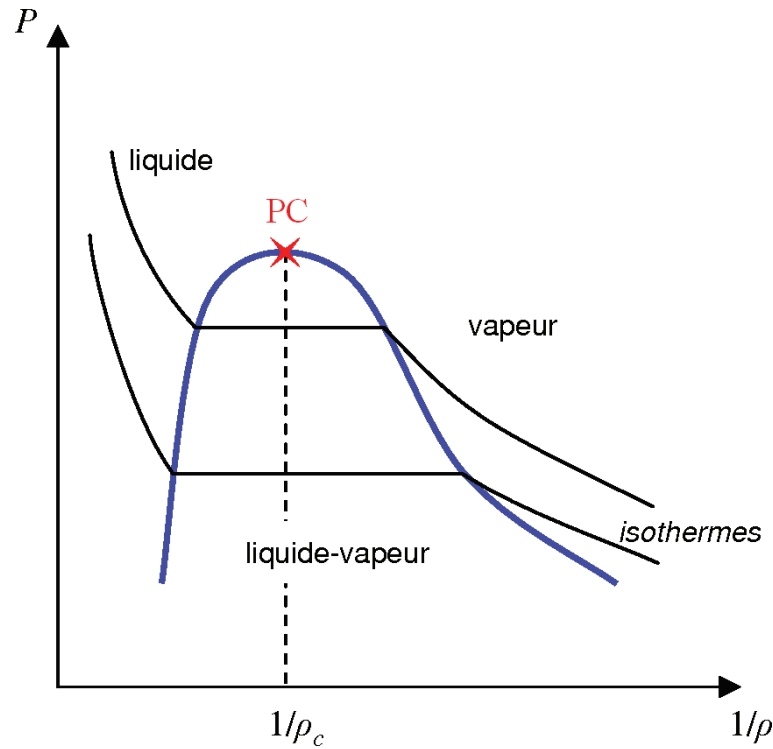
Lorsque les paramètres sont modifiés, le fluide peut se retrouver sous différents états physiques (solide, liquide, vapeur). La lecture du diagramme en trois dimensions n'est pas toujours aisée, c'est pourquoi le diagramme est projeté, soit selon l'axe de la température pour obtenir le diagramme P - V (appelé diagramme de Clapeyron), soit selon l'axe du volume spécifique (massique), pour obtenir le diagramme P - T .

1.3.1.1 Diagramme de Clapeyron (P - V)

Le diagramme de Clapeyron (figure 1.21) représente l'état thermodynamique du fluide selon la pression et le volume massique. Le tracé des isothermes fait apparaître la courbe de rosée qui sépare les domaines monophasiques et diphasique : sous cette courbe, le fluide est à l'état de mélange liquide-vapeur ; à gauche et à droite, il est à l'état liquide et vapeur respectivement.

Dans le domaine diphasique (mélange liquide-vapeur), les isothermes et les isobares sont confondues : le fluide est à saturation. À l'extrémité supérieure de la courbe de saturation se situe le point critique PC.

16. La troisième variable ρ , intensive, apparaîtra sous la forme de son inverse, qui n'est autre que le volume massique $V_m = \rho^{-1}$. Le volume massique étant principalement utilisé dans la nature, le diagramme n'est donc pas pour autant modifié.

FIGURE 1.21 – Diagramme P - V d'un fluide ($V_m = \rho^{-1}$).

1.3.1.2 Diagramme de phase (P - T)

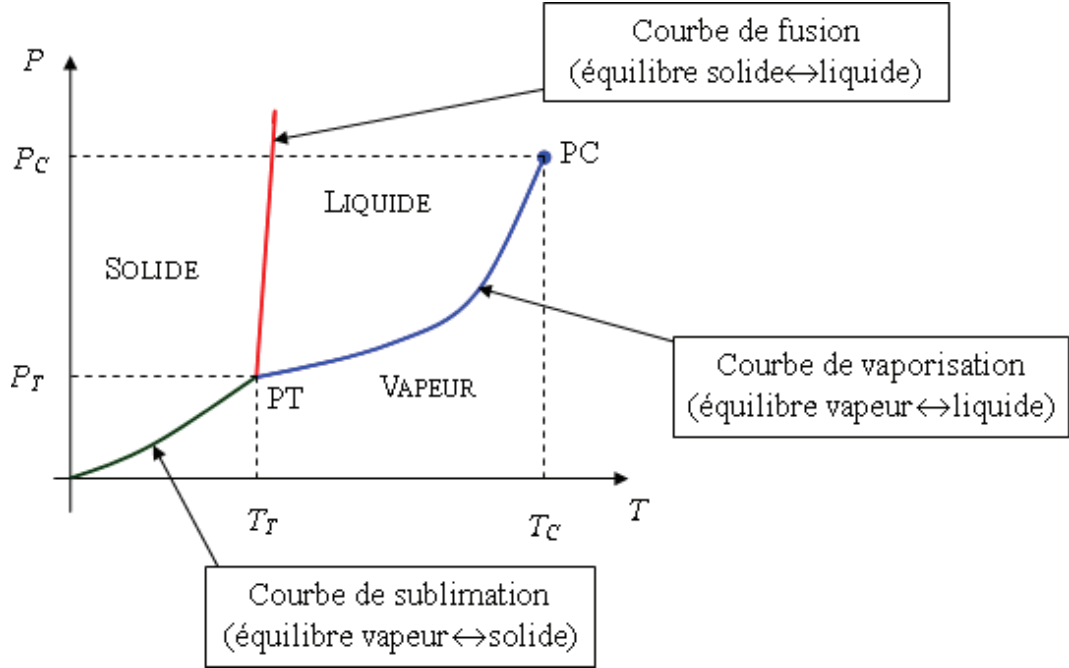
Le diagramme de phase présente l'état du fluide selon la pression et la température (figure 1.22). Toutes les phases du fluide sont visibles. Les courbes séparant deux phases sont appelées *courbes de coexistence de phases* ou *courbes d'équilibre*. Elles définissent un changement d'état, qui est accompagné d'une production ou d'une absorption d'énergie (chaleur latente de changement de phase).

La courbe de vaporisation $P_{\text{sat}}(T_{\text{sat}})$ est aussi appelée *courbe de saturation*. Elle représente l'ensemble des points pour lesquels le fluide peut-être sous forme d'un mélange diphasique liquide-vapeur. Cette courbe est limitée, aux températures les plus basses, par le point triple PT et, aux températures les plus hautes, par le point critique PC :

- le point triple est le point où coexistent les trois phases (vapeur-liquide-solide)¹⁷ ; il est défini par sa pression P_T et sa température T_T ;
- le point critique est défini par une température au delà de laquelle il est impossible d'avoir le fluide sous forme diphasique ; il est défini par la pression critique P_C et par la température critique T_C .

Par conséquent, l'état d'un mélange diphasique d'un fluide pur est entièrement défini par la pression ou la température de saturation.

¹⁷. L'hélium est le seul fluide qui ne possède pas de point triple, et sa phase solide ne s'obtient pas par le simple abaissement de la température.

FIGURE 1.22 – Diagramme P - T d'un fluide – Courbe de saturation.

1.3.2 Propriétés du point critique

Au point critique, il est impossible de distinguer les phases liquide et vapeur, car l'interface disparaît. Un fluide ne peut atteindre le point critique que si le système est à densité critique ρ_c .

La première propriété intéressante du point critique est le ralentissement critique. Il provient du fait que la diffusivité thermique tend vers zéro près du point critique. Les phénomènes qui sont violents et rapides à basse pression vont donc pouvoir être observés plus facilement. Par ailleurs, le flux critique tend vers zéro près du point critique [34]. Par conséquent, l'effet mirage dû aux gradients de masse volumique est fortement atténué, ce qui améliore les conditions d'observation.

La seconde propriété concerne l'universalité du point critique : toutes les propriétés physiques peuvent se mettre sous la forme $(T_C - T)^\alpha$ où α est une constante.

Cependant, le point critique peut également avoir un effet négatif sur les paramètres gouvernant l'ébullition. D'une part, la tension superficielle σ évolue près du point critique selon la relation suivante [48] :

$$\sigma \sim (T_C - T)^{1,26} \quad (1.36)$$

La tension superficielle disparaît donc à proximité du point critique.

D'autre part, la longueur capillaire l_c , qui intervient dans l'ébullition, voit son comportement affecté. Elle évolue près du point critique selon la relation suivante :

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \Delta\rho}} \sim \frac{1}{\sqrt{g}} (T_C - T)^{0,4675} \quad (1.37)$$

Ainsi, lorsque la température approche de la température critique, à niveau de gravité constant, la longueur capillaire tend vers zéro. Les forces de gravité deviennent donc prédominantes.

1.3.3 Transfert thermique avec changement de phase

On considère un fluide diphasique (liquide-vapeur) à l'équilibre à saturation dans une enceinte confinée. Le volume occupé par la vapeur est supérieur à celui occupé par le liquide. Dans ces conditions, le moindre changement de température ou de pression du système entraîne un changement de phase au niveau de l'interface : en cas de chauffe, le passage de l'état liquide à l'état vapeur est l'évaporation ; en cas de refroidissement, le passage inverse est la condensation. Le changement de phase s'accompagne par ailleurs d'un échange de chaleur latente.

Si le flux de chaleur imposé par la chauffe est important, le changement d'état qui en résulte entraîne alors le déclenchement d'un phénomène volumique complexe : l'ébullition.

1.3.3.1 Évaporation-condensation

L'idée qui va suivre présente le changement de phase lié à l'évaporation et à la condensation comme une manière originale de déplacer une bulle en microgravité.

Soit un fluide pur quelconque. On considère une bulle de ce fluide en équilibre liquide-vapeur à saturation et dans une configuration isotherme.

En appliquant une différence de température de part et d'autre de la bulle (un gradient thermique), on peut a priori provoquer le déplacement de la bulle. L'interface de cette dernière, par effet d'évaporation-condensation, peut sembler dotée d'un mouvement en direction de la partie la plus chaude (sens du gradient positif). La figure 1.23 permet d'illustrer le mécanisme. Par cet effet également, la température de l'interface liquide-vapeur est uniforme et égale à la température de saturation (qui dépend de la pression).

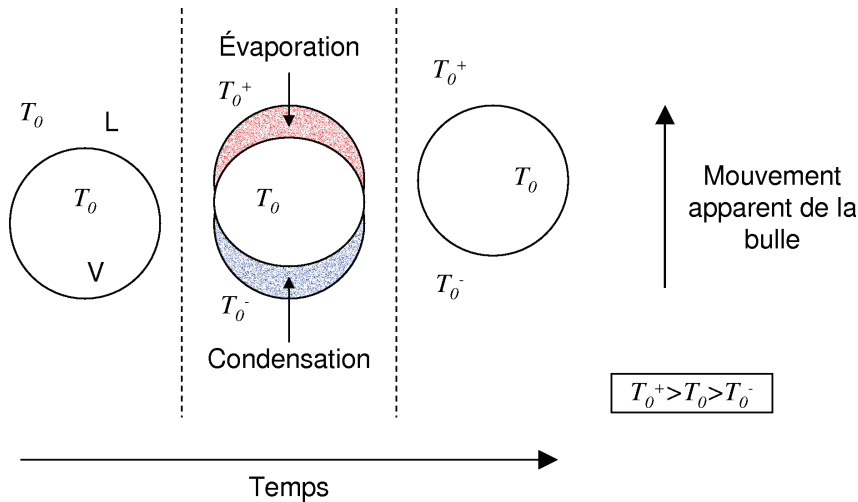


FIGURE 1.23 – Mouvement apparent de la bulle.

Ce mouvement n'est donc pas un déplacement de la bulle qui resterait intacte au cours du mouvement, mais un déplacement de l'interface engendré par le changement de phase du fluide de part d'autre de la bulle.

En considérant une approche 1D du problème, avec H la chaleur latente massique d'évaporation, λ la conductivité thermique, S la surface d'échange, T la température et z l'altitude, l'équation

de conservation de l'énergie s'écrit :

$$H \frac{dm}{dt} = \lambda S \frac{dT}{dz} \quad (1.38)$$

ou encore

$$H \rho S \frac{dz}{dt} = \lambda S \frac{dT}{dz}$$

La vitesse de déplacement de l'interface v_i est déduite :

$$v_i = \frac{dz}{dt} = \frac{\lambda}{\rho H} \frac{dT}{dz} \quad (1.39)$$

Cette expression donne une valeur approchée de la vitesse de déplacement. L'étude de ce mouvement de bulle est abordée dans le chapitre 4.

1.3.3.2 Ébullition

L'ébullition intervient lorsque le flux de chaleur transmis est important. Le changement de phase qui est associé à l'ébullition en fait par conséquent un excellent moyen de transfert de la chaleur. Deux types d'ébullition sont possibles [34]. L'ébullition homogène, d'une part, apparaît lorsque le fluide bout dans le volume ; cependant, ce modèle, surtout théorique, est très difficile à mettre en place expérimentalement. L'ébullition hétérogène, d'autre part, s'effectue en présence d'un élément tiers (différent du fluide étudié), par exemple une paroi solide chauffée ou des germes : c'est le mécanisme principal d'ébullition.

Plusieurs configurations d'ébullition hétérogène sont possibles. Bien que le phénomène physique soit identique, chaque configuration donne des valeurs de transfert de chaleur différentes. On peut citer quelques exemples d'applications courantes :

- chauffage de l'eau dans une casserole : l'eau est initialement immobile (ébullition libre) ;
- refroidissement du cœur de centrale nucléaire par de l'eau : celle-ci est mise en mouvement par une pompe (ébullition convective).

Par ailleurs, les facteurs physico-chimiques influencent également les valeurs. En particulier si :

- le liquide est pur ou est constitué d'un mélange miscible de différentes substances ;
- l'ébullition s'effectue dans un volume fermé ou dans un récipient ouvert à la pression atmosphérique ;
- le liquide est en équilibre thermodynamique avec sa vapeur ou est surchauffé/sous-refroidi.

Ces différents paramètres ne sont bien évidemment pas exhaustifs.

Dans le cadre de ce travail de recherche, l'ébullition sera du type ébullition hétérogène à saturation en vase clos (pool boiling). À savoir :

- le fluide considéré est pur (monoconstituant) ;
- le liquide est en équilibre avec sa vapeur à saturation ;
- le volume dans lequel a lieu l'ébullition est fermé ;
- le flux de chaleur est apporté par un matériau solide chauffant.

Enfin, les grandeurs thermodynamiques suivront la convention suivante (sauf mention contraire dans le texte) :

- la pression est absolue, exprimée en pascals ou en bars ;
- la température est absolue, exprimée en kelvins.

1.3.4 Ébullition en vase clos – Courbe de Nukiyama

1.3.4.1 Montage expérimental

Pour étudier l'ébullition en vase clos (pool boiling), deux montages expérimentaux sont couramment utilisés :

- plaque plane chauffée ;
- fil chaud.



FIGURE 1.24 – Montages expérimentaux : plaque plane (à gauche), fil chaud (à droite). Le liquide est repérée par L , la vapeur par V . T_{sat} indique la température de saturation du fluide, T_P la température de la paroi, et q la densité de flux de chaleur imposé.

Le montage expérimental qui est utilisé dans notre étude est de type *plaque plane* (figure 1.24). L'élément chauffant est une surface chauffée située sur la paroi inférieure du volume contenant le fluide. En condition normale, en raison de la gravité, le liquide se trouve dans la partie basse du volume et la vapeur est située au-dessus. L'élément chauffant est donc en contact direct avec le liquide. Le quotient de la puissance électrique injectée dans le liquide par la surface de l'élément chauffant donne la densité de flux de chaleur.

Une autre configuration de chauffage pour l'ébullition en vase clos est possible : le montage de type *fil chaud* [55]. Un fil résistif est placé dans le fluide dont on souhaite déterminer les propriétés d'ébullition. La puissance de chauffage est apportée sous forme électrique et dissipée par effet Joule dans le bain (figure 1.24 gauche). Le produit de la tension aux bornes du fil et de l'intensité le traversant donne la puissance apportée au fluide. La densité de flux de chaleur est obtenue en divisant cette puissance par la surface du fil en contact avec le liquide. Cette configuration est cependant inadaptée à notre étude pour des raisons de sécurité. En effet, d'une part, l'étanchéité de la cellule expérimentale est plus contraignante à obtenir dans ce cas. D'autre part, il faut éviter de mettre des éléments susceptibles de réagir avec les substances étudiées (oxygène et hydrogène) ou de perturber le champ de compensation. Enfin, en cas de surpuissance injectée, le fil est susceptible de remplir le rôle de fusible en se rompant et ceci entraînerait l'arrêt prématuré des expériences.

1.3.4.2 Courbe de Nukiyama

Les paramètres mesurables sont : la densité de flux de chaleur imposé q (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$), la température de saturation du fluide T_{sat} , la température de la paroi T_P . Le flux q est imposé et les

températures mesurées. Chaque point expérimental est enregistré en régime permanent, lorsque les paramètres sont stables. On définit la *surchauffe* $\Delta T_{sat} = T_P - T_{sat}$.

On peut alors tracer la courbe $q = f(\Delta T_{sat}) = f(T_P - T_{sat})$ appelée *courbe de Nukiyama* (figure 1.25).

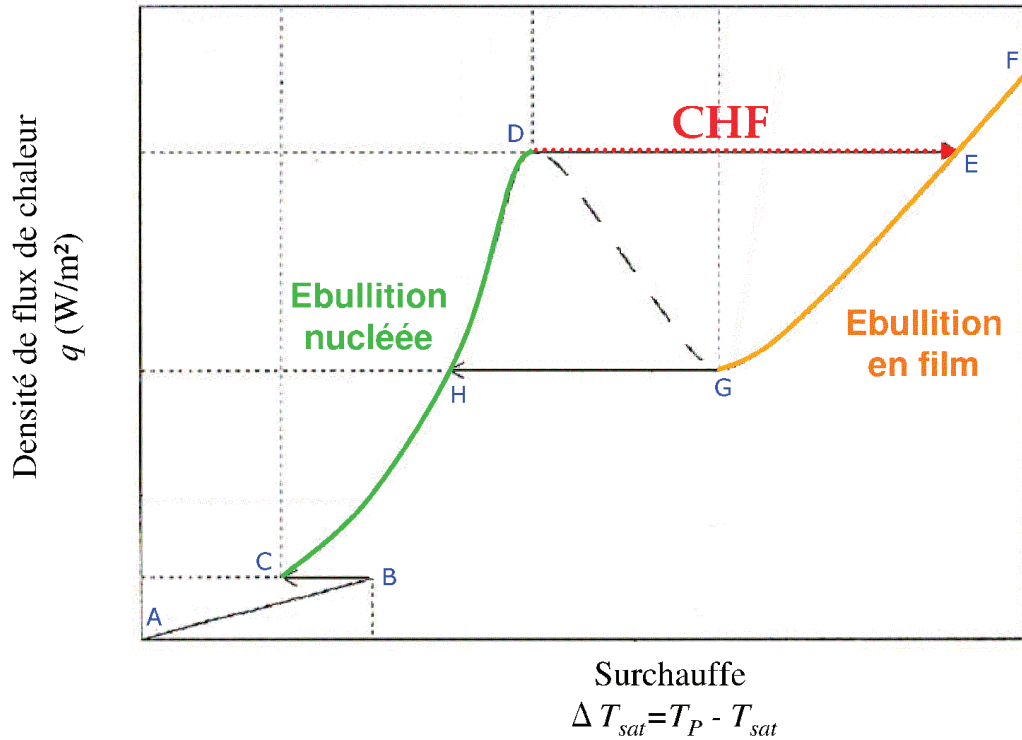


FIGURE 1.25 – Courbe de Nukiyama.

La courbe est tracée à partir d'un état à l'équilibre où la puissance et la surchauffe sont nulles (A).

Conduction – Convection naturelle (A-B)

Dans un premier temps, le transfert de chaleur se fait de manière diffusive : la chaleur est transférée de proche en proche par conduction dans le liquide. Puis, le transfert diffusif laisse place au transfert convectif. En effet, l'instabilité de Rayleigh-Bénard se développe très rapidement, et la convection naturelle au sein du liquide prend le relais (A-B).

Ébullition nucléée (C-D)

Lorsque la surchauffe atteint un seuil (B), des bulles apparaissent : l'ébullition nucléée se met en place (figure 1.26). Cette transition s'accompagne d'une amélioration importante du transfert thermique (en comparaison avec la convection naturelle) puisque la surchauffe diminue fortement, pour le même flux de chaleur imposé (B-C).

En régime d'ébullition nucléée, malgré l'augmentation importante de la valeur du flux de chaleur, la surchauffe reste limitée (C-D). Le transfert de chaleur est donc très efficace. L'augmentation du flux de chaleur provoque l'accroissement de la densité des bulles créées sur l'élément chauffant.

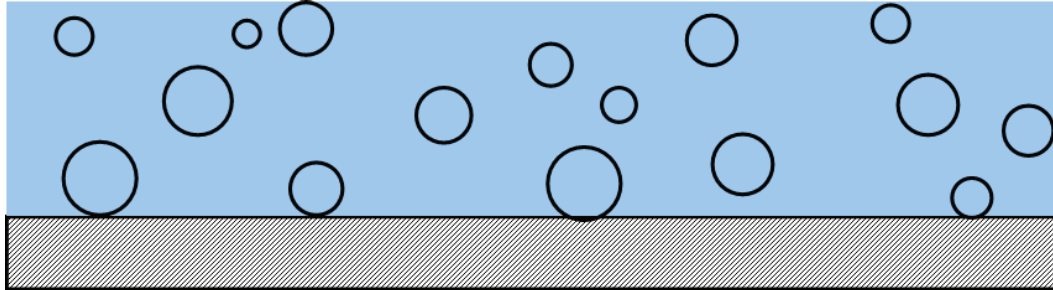


FIGURE 1.26 – Ébullition nucléée.

Flux critique (D-E)

Puis un nouveau seuil est atteint (D). À cette valeur, le flux de chaleur est trop important pour que l'ébullition nucléée se maintienne. On définit q_{CHF} le *flux critique* (en anglais *critical heat flux - CHF*¹⁸) la valeur du flux correspondant. La quantité de vapeur créée devient tellement importante que le liquide n'arrive plus à atteindre la paroi chauffante et à la mouiller. Un film de vapeur recouvre alors l'ensemble de l'élément chauffant en permanence. Le transfert passe alors en régime d'ébullition en film. La présence de vapeur au contact de la paroi réduit fortement l'efficacité du transfert de chaleur, car la conductivité thermique de la vapeur est beaucoup plus faible que celle du liquide. Par conséquent, malgré le maintien d'un flux constant, la surchauffe augmente très fortement (D-E).

Ébullition en film (E-F)

En régime d'ébullition en film (figure 1.27), si l'on continue à augmenter la valeur du flux de chaleur, la surchauffe augmente très fortement : la pente de la courbe est plus faible qu'en régime d'ébullition nucléée (E-F). Le transfert de chaleur qui en résulte est par conséquent peu efficace. Si le flux de chaleur imposé devient trop important, la valeur de la température de l'élément chauffant peut atteindre et dépasser la température de fusion de celui-ci : il peut, dans ce cas, être détruit (F).

La courbe présente une hystérésis :

- si le flux de chaleur est diminué alors que le régime d'ébullition nucléée a lieu, les points expérimentaux restent sur la courbe d'ébullition nucléée (C-D) ;
- si le flux de chaleur est diminué alors que le régime d'ébullition en film a lieu, les points expérimentaux ne passent plus par la courbe du régime d'ébullition nucléée, mais restent sur la courbe du régime d'ébullition en film (F-G).

18. Ou *departure from nucleate boiling* (DNB).

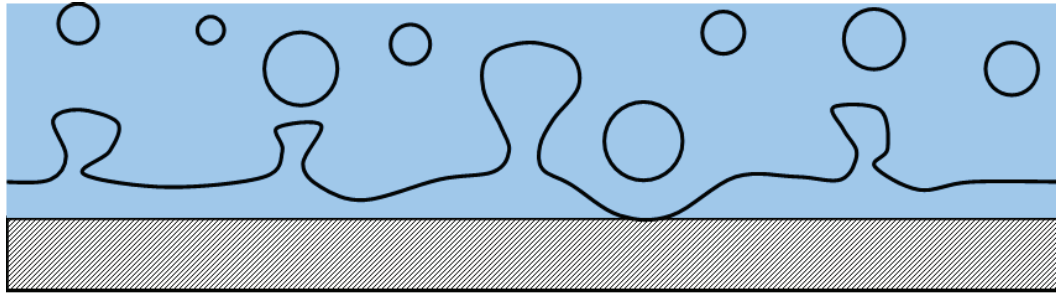


FIGURE 1.27 – Ébullition en film.

Flux minimal d'ébullition en film (G-H)

Il existe un flux limite pour lequel l'ébullition en film ne peut plus être maintenue (G). À l'instar de la transition de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film (au flux critique), il existe une transition de l'ébullition en film vers l'ébullition nucléée (G-H).

Ébullition de transition (D-G)

Il reste une partie de la courbe qui ne peut être obtenue avec la méthode précédente : il s'agit de l'ébullition de transition, reliant les points D et G. Elle correspond à un régime d'ébullition instable et difficile à obtenir. Pour pouvoir la tracer, la méthode expérimentale est plus complexe : il faut imposer la surchauffe et non la densité de flux de chaleur.

1.3.4.3 Bilan

La figure 1.28 présente les courbes expérimentales obtenues par le passé pour l'ébullition dans l'oxygène sous gravité terrestre [10].

Ce travail de recherche s'intéresse tout particulièrement à l'étude de la transition de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film qui apparaît au flux critique.

1.3.5 Ébullition nucléée

Pour que l'ébullition se déclenche, il faut que le seuil énergétique de changement de phase soit franchi. La température de la surface chauffante apporte l'énergie nécessaire à ce franchissement. Cependant, elle n'est pas l'unique paramètre qui influe sur le démarrage de l'ébullition nucléée. Celle-ci s'appuie en effet sur la présence de défauts sur la surface : ils permettent de réduire cette barrière énergétique. Par conséquent, l'énergie nécessaire pour que l'ébullition démarre sur une surface polie est plus importante que sur une surface rugueuse, car elle présente moins de défauts [34]. Chaque défaut est un potentiel site de nucléation, où les bulles pourront se développer. Un site de nucléation est une imperfection géométrique (trou) contenant de la vapeur ou de l'air en général (figure 1.29).

Lorsque la barrière de potentiel énergétique de ce site est franchie, celui-ci devient alors actif et les bulles s'y développent. Les sites de nucléation peuvent avoir des géométries diverses qui sont à l'origine de comportements différents vis à vis de l'ébullition [67].

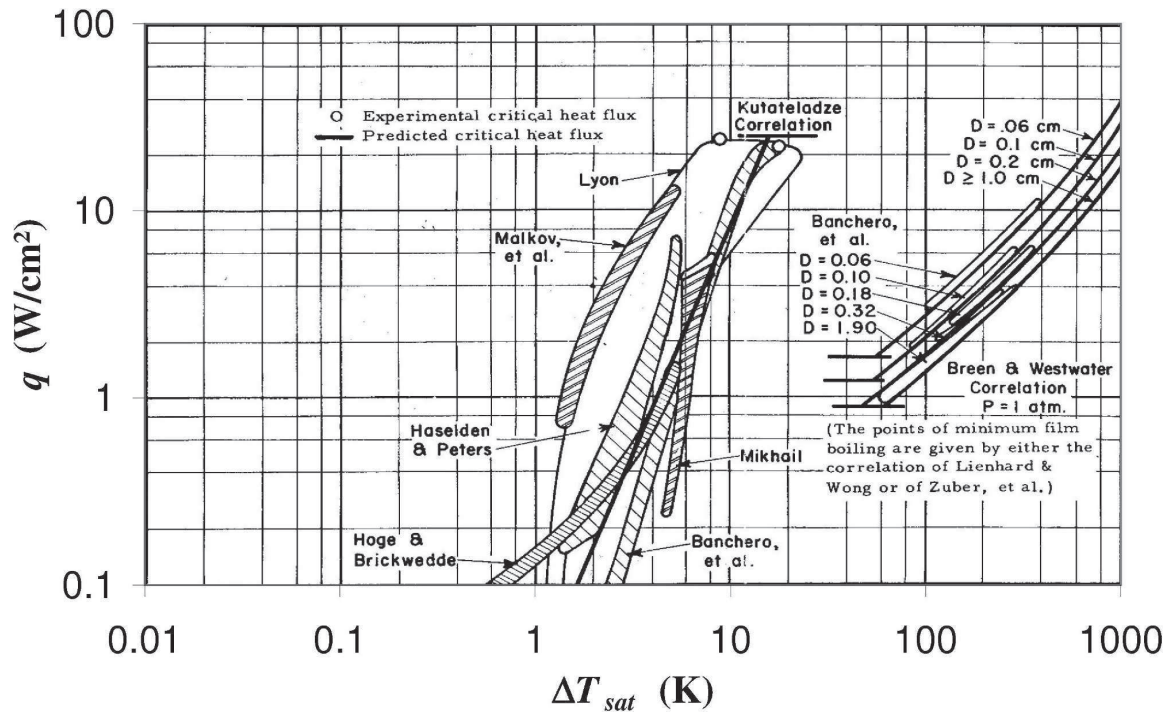


FIGURE 1.28 – Courbes de Nukiyama empiriques dans l'oxygène.

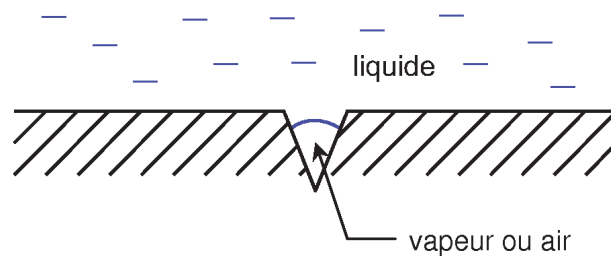


FIGURE 1.29 – Schéma d'un site de nucléation.

Plus le flux de chaleur est important, plus la température de l'élément chauffant augmente, et plus l'énergie du système s'accroît. La taille des sites de nucléation activés diminue alors de plus en plus [9], et les sites actifs sont alors de plus en plus nombreux [71]. Lorsque le flux de chaleur en régime d'ébullition nucléée est très proche du flux critique, tous les sites de nucléation sont actifs.

L'ébullition nucléée répond à un mécanisme en plusieurs étapes :

- attente ;
- croissance inertielle ;
- croissance thermique ;
- détachement.

La figure 1.30 illustre le mécanisme de la croissance d'une bulle sur un site de nucléation isolé [34].

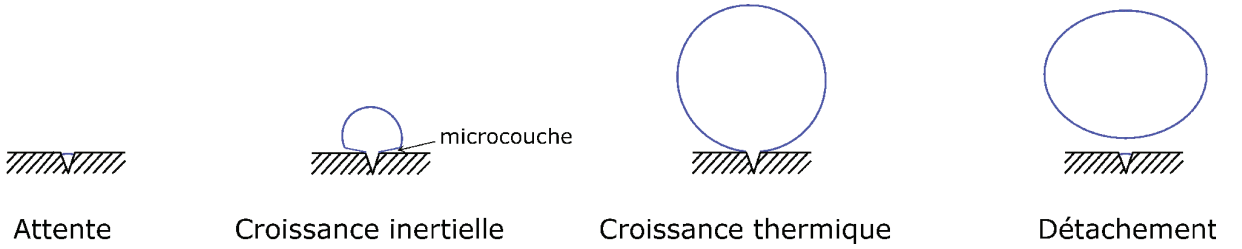


FIGURE 1.30 – Mécanisme de l'ébullition nucléée.

Le point de départ du mécanisme est donné lorsqu'une bulle vient de se détacher de la paroi.

Attente

Un petit volume de vapeur (ou de gaz incondensable au début du processus) reste confiné dans le site de nucléation. Il est recouvert par du liquide à température de saturation qui a remplacé l'espace occupé par la bulle précédente. La paroi chauffante réchauffe le liquide par diffusion. Pendant cette phase, la bulle ne grossit pas.

Croissance inertielle

Lorsque la couche limite thermique est reconstruite, la surchauffe devient suffisante pour démarrer la croissance d'une nouvelle bulle. Les forces de pression sont alors supérieures à la tension superficielle. Ce déséquilibre est à l'origine d'une croissance rapide de la bulle sous forme hémisphérique, améliorant le transfert de chaleur par évaporation du liquide au niveau de la microcouche située sous la bulle. Le rayon de la bulle r_b croît selon le modèle de Rayleigh-Plesset [9] :

$$r_b = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta P}{\rho_L}} \cdot t \quad (1.40)$$

où $\Delta P = P_V - P_L$ est la différence de pression entre la phase vapeur et la phase liquide, ρ_L la masse volumique du liquide et t le temps.

Croissance thermique

Lorsque les forces de pression sont du même ordre de grandeur que la tension superficielle, la bulle acquiert une forme sphérique. La croissance de celle-ci est alors uniquement due à l'évaporation du liquide à l'interface. Le transfert de la chaleur s'effectue par diffusion à travers l'interface. Le rayon de la bulle r_b évolue alors selon [9] :

$$\begin{aligned} r_b &\propto \frac{\Delta T}{\rho_V \cdot H} \rho_L \cdot C_{p,L} \sqrt{D_{T,L} \cdot t} \\ \Leftrightarrow r_b &\propto \frac{\Delta T}{\rho_V \cdot H} \lambda_L \sqrt{\frac{t}{D_{T,L}}} \end{aligned} \quad (1.41)$$

où λ_L est la conductivité thermique de la phase liquide, ΔT la surchauffe, ρ_V la masse volumique de la vapeur, H la chaleur latente d'évaporation, $D_{T,L}$ la diffusivité thermique de la phase liquide et $C_{p,L}$ la capacité calorifique massique à pression constante du liquide. On rappelle que :

$$D_T = \frac{\lambda}{\rho \cdot C_p} \quad (1.42)$$

Détachement

Lorsque la bulle atteint une taille de l'ordre de la longueur capillaire l_c :

$$r_b \sim \sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot \Delta \rho}} \quad (1.43)$$

où σ est la tension superficielle, g la valeur de la gravité et $\Delta \rho$ la différence de masse volumique entre le liquide et la vapeur, la bulle se détache sous l'effet de la poussée d'Archimède. La montée de la bulle entraîne dans son sillage du liquide à saturation qui déstabilise la couche limite thermique. Un nouveau cycle peut alors commencer.

1.3.6 Flux critique**1.3.6.1 Conséquences**

Le flux critique est très important pour les applications industrielles. Il définit le flux de chaleur maximal transmissible par ébullition nucléée. Dans ce cas, la surchauffe reste modérée lorsque le flux de chaleur est proche mais inférieur au flux critique. En d'autres termes, le liquide en ébullition récupère la chaleur contenue dans l'élément chauffant sans que celui-ci ne s'échauffe trop. Le transfert thermique est alors le plus efficace.

En revanche, la transition s'opérant au flux critique est par définition critique : elle est instantanée, chaotique, instable, imprévisible et irréversible (même en cas d'abaissement immédiat du flux de chaleur). En cas de transition, l'efficacité du transfert thermique chute brutalement et la surchauffe devient telle que l'élément chauffant peut fondre (figure 1.31).

Depuis la découverte du flux critique, celui-ci a fait principalement l'objet d'études expérimentales systématiques. Diverses configurations ont été étudiées. Ainsi, les industriels n'ont accès à l'heure actuelle qu'à des corrélations empiriques. Pour ne pas détériorer les installations industrielles, un coefficient de sécurité important est appliqué sur ces corrélations pour assurer une marge de sécurité suffisante par rapport au flux critique. Pouvoir prévoir précisément la valeur du flux critique permettrait de réduire ce coefficient de sécurité et donc d'augmenter le flux de chaleur transmis.

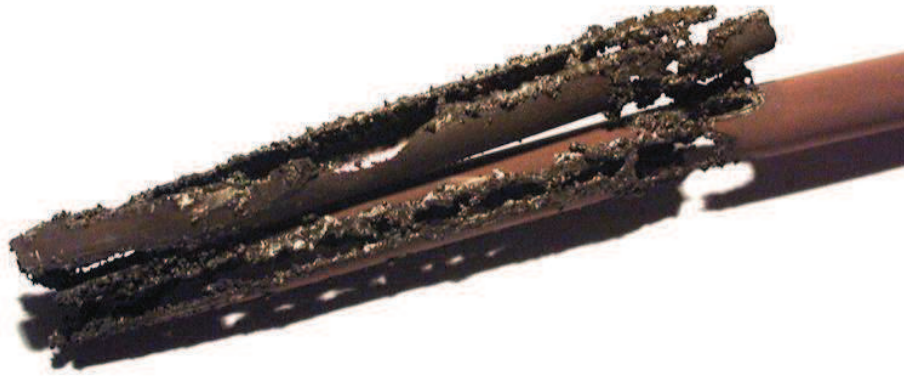


FIGURE 1.31 – Conséquence du flux critique sur les tubes porte-crayon dans un réacteur de centrale nucléaire.

1.3.6.2 Modélisation

La prédiction fine du phénomène doit passer par la compréhension du mécanisme physique microscopique entraînant l'arrivée du flux critique. Plusieurs tentatives de modélisation du flux critique ont été élaborées depuis la description du phénomène par Nukiyama. Cependant, les modèles décrivant le mécanisme de transition au flux critique font toujours l'objet de controverses car, malgré l'amélioration des techniques de visualisation (caméra rapide par exemple), le phénomène n'a jamais pu être observé en détail.

Déstabilisation des colonnes de vapeur

Le modèle le plus souvent cité dans la littérature est le modèle de Zuber-Kutateladze [33, 77]. Basé sur une étude dimensionnelle, il prend en considération l'existence de colonnes de vapeur stables au sein du liquide (figure 1.32).

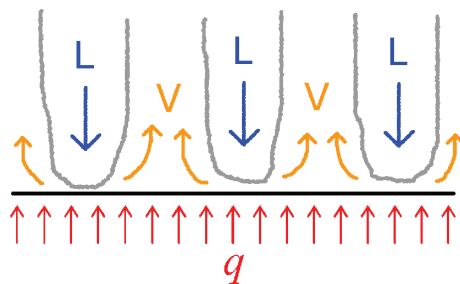


FIGURE 1.32 – Colonnes de Zuber.

Ces colonnes apparaissent lorsque le débit de vapeur est suffisamment intense pour que les bulles issues d'un même site de nucléation ne soient plus isolées : elles coalescent entre elles en formant des tubes. Le débit de vapeur s'écoule alors à contre-courant du débit liquide. Sous l'effet d'instabilités de type Kelvin-Helmoltz, ces colonnes finissent par être perturbées et ne peuvent rester intactes. La disparition des colonnes de vapeur entraîne l'arrêt de l'alimentation de la surface chauffante en liquide. Un film de vapeur recouvre alors la surface chauffante et l'ébullition en film se produit.

Selon Zuber, le flux critique q_{CHF} est donné par la relation suivante :

$$q_{CHF} \sim H (\rho_V^2 \cdot \sigma \cdot g (\rho_L - \rho_V))^{1/4} \quad (1.44)$$

Ce mécanisme, bien que mathématiquement séduisant, n'a jamais pu être vérifié expérimentalement.

Recul de la vapeur

Ce modèle plus récent [50] s'intéresse à la zone située au voisinage de la ligne triple¹⁹ de la bulle (figure 1.33).

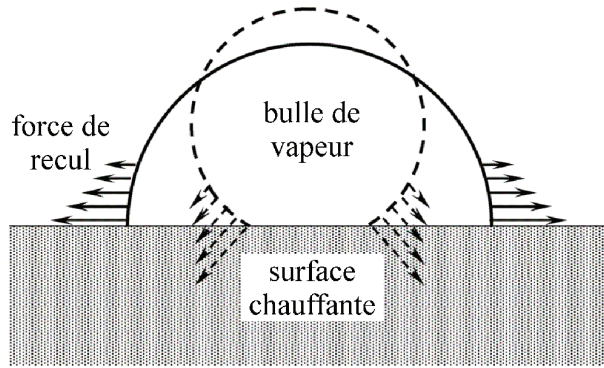


FIGURE 1.33 – Ligne triple de la bulle.

L'évaporation d'un liquide est à l'origine d'une force de poussée s'appliquant sur l'interface, appelée force de recul de la vapeur [59].

Le modèle du recul de la vapeur prend en compte l'effet de la force de recul de la vapeur au voisinage de la ligne triple de la bulle [50]. C'est en effet à cet endroit de l'interface que le flux de chaleur est le plus important. La force de recul de la vapeur est donnée par la relation :

$$\vec{P}_r = -\eta \left(\frac{1}{\rho_V} - \frac{1}{\rho_L} \right) \vec{n} \quad (1.45)$$

où η est la masse de liquide évaporée par unité de temps et par unité de surface au niveau de l'interface, ρ_V et ρ_L les masses volumiques de la vapeur et du liquide.

Le taux d'évaporation η est aussi proportionnel à ce flux de chaleur selon :

$$q_L = \eta \cdot H \quad (1.46)$$

où q_L est la densité de flux de chaleur au niveau de l'interface et H la chaleur latente d'évaporation.

Lorsque le flux de chaleur est faible, la tension superficielle maintient la forme sphérique de la bulle. La force de recul n'est pas suffisante pour déformer celle-ci. En revanche, au flux critique, cette force devient localement prédominante par rapport à la tension superficielle. La ligne triple se trouve projetée vers l'extérieur. La vapeur chasse alors le liquide qui mouillait l'élément chauffant peu auparavant et l'ébullition en film apparaît.

¹⁹. La ligne triple est la ligne formée par l'interface des trois phases en présence : la phase liquide du fluide, la phase vapeur du fluide, et la phase solide de l'élément chauffant.

Le flux critique q_{CHF} est donné par la relation suivante :

$$q_{CHF} = \alpha \cdot H \left((\rho_L \cdot \rho_V)^2 \frac{g \cdot \sigma}{\rho_L - \rho_V} \right)^{1/4} \quad (1.47)$$

où α est un coefficient qui dépend de la géométrie.

La bulle étant de géométrie axisymétrique, le recul de la vapeur s'accompagne de l'agrandissement de la surface occupée par la phase vapeur au niveau de l'élément chauffant. Cette surface, délimitée par la ligne triple, est appelée *tâche sèche*.

1.3.6.3 Prédiction des deux modèles

À basse pression (loin du point critique)

Il est intéressant d'étudier le comportement des deux modèles loin du point critique, où est vérifié $\rho_L \gg \rho_V$.

Il vient, pour le modèle de Zuber :

$$q_{CHF,Zuber} \sim H (\rho_V^2 \cdot \sigma \cdot g (\rho_L - \rho_V))^{1/4} \sim H (\rho_V^2 \cdot \sigma \cdot g \cdot \rho_L)^{1/4} \quad (1.48)$$

et pour le modèle de Nikolayev et al. :

$$q_{CHF,Nikolayev} \sim H \left((\rho_L \cdot \rho_V)^2 \frac{g \cdot \sigma}{\rho_L - \rho_V} \right)^{1/4} \sim H (\rho_V^2 \cdot \rho_L \cdot g \cdot \sigma)^{1/4} \quad (1.49)$$

Les deux modèles sont donc identiques à basse pression (loin du point critique) et restent valides tous les deux.

À haute pression (près du point critique)

En revanche, près du point critique, cette simplification n'est plus valable. En effet, à niveau de gravité constant, les modèles deviennent d'après les lois d'échelle [26, 53] :

$$\left| \begin{array}{l} q_{CHF,Zuber} \sim (T_c - T)^{\frac{5\beta}{4} + \frac{\nu}{2}} \\ q_{CHF,Nikolayev} \sim (T_c - T)^{1 + \nu - \frac{3\beta}{2}} \end{array} \right. \quad (1.50)$$

où $\beta = 0,325$ et $\nu = 0,63$ sont des constantes critiques universelles, soit

$$\left| \begin{array}{l} q_{CHF,Zuber} \sim (T_c - T)^{0,72} \\ q_{CHF,Nikolayev} \sim (T_c - T)^{1,14} \end{array} \right. \quad (1.51)$$

Les modèles sont donc très différents près du point critique. Une étude dans ces conditions permettra donc de désigner le modèle le plus conforme à la réalité [53].

Par ailleurs, comme indiqué auparavant, le phénomène du flux critique est trop rapide pour être observé. De plus, le flux de chaleur important au flux critique induit des variations de températures dans le liquide au voisinage de l'élément chauffant. Celles-ci sont à l'origine de gradients de masse volumique au sein du liquide et donc des gradients d'indice de réfraction qui empêchent d'observer les phénomènes de manière optimale.

Ainsi, les fluides critiques²⁰, qui possèdent de plus des propriétés thermiques intéressantes donnant lieu au ralentissement critique, peuvent être mis à contribution pour l'étude expérimentale de l'ébullition au flux critique et permettront de valider le bon modèle.

Nous avons vu, d'après l'équation (1.37), que près du point critique la gravité devient prépondérante. Dans ces conditions les bulles ne peuvent pas garder leur forme sphérique, comme c'est le cas à basse pression. Ainsi, pour que l'étude de l'ébullition près du point critique reste valide, il faut réduire le niveau de gravité dans lequel sont effectuées les expériences.

1.4 Problématique

Les fluides étudiés sont présents, dans cette étude, uniquement sous forme de fluides diatomiques. Par conséquent, pour des raisons de commodité, le mot oxygène désigne la molécule de dioxygène (O_2), tout comme le mot hydrogène désignera celle du dihydrogène (H_2).

1.4.1 Développement d'un lanceur

À terme, les concepteurs de la fusée Ariane 5 souhaiteraient remplacer le moteur de l'ESC (HM 7 B) par un moteur cryogénique plus puissant mais surtout rallumable dans l'espace : le moteur Vinci. Nous allons expliquer le principe de fonctionnement de ce type de moteur.

Prenons par exemple le cas d'un lancement de deux satellites à des orbites différentes. Lorsque le premier satellite est mis en place sur son orbite, le moteur cryogénique du deuxième étage du lanceur est arrêté et se réchauffe alors en raison d'apports de chaleur divers (conduction thermique depuis la tuyère, etc.). Une fois la manœuvre terminée, avant de procéder au rallumage du moteur en vue d'atteindre l'orbite du second satellite, le moteur doit être de nouveau refroidi pour atteindre sa température nominale de fonctionnement. Les seules sources de frigories dont dispose le lanceur sont l'enthalpie et la chaleur latente de vaporisation contenues dans les réserves d'ergols liquides (oxygène et hydrogène) restant dans le lanceur. Le rinçage des canalisations du moteur avec ces ergols froids va permettre de refroidir le moteur.

1.4.1.1 Problème du rallumage dans l'espace

L'état de connaissance actuel des transferts thermiques permettant le refroidissement en l'absence de gravité n'est presque qu'exclusivement qualitatif. Par exemple, les ergols froids en contact avec les conduites chaudes se mettent à bouillir car le différentiel de température est très important. Le même phénomène s'observe sur Terre lorsqu'on effectue la trempe d'un matériau, ou lorsqu'on met de l'eau sur une poêle à frire très chaude. Mais en orbite, l'absence de gravité entraîne d'une part la modification du coefficient de transfert de chaleur (qui est l'image de l'*efficacité* du transfert), et d'autre part l'apparition plus précoce de l'ébullition en film, rendant les transferts thermiques beaucoup moins efficaces que lors de l'ébullition nucléée et pénalisant ainsi le refroidissement.

Ces deux phénomènes conditionnent directement la quantité d'ergol utilisée lors du refroidissement. Ainsi un transfert de chaleur efficace entraînera une consommation moindre d'ergol, alors qu'à l'inverse, un transfert de chaleur médiocre augmentera la quantité d'ergol consommé pour le refroidissement. Or le kilogramme de charge utile envoyé en orbite est facturé aux alentours

20. Fluides dans des conditions thermodynamiques proches de leur point critique liquide-vapeur.

de 15000 € : on comprend aisément que l'optimisation de la quantité d'ergol embarquée dans le lanceur devienne un enjeu prioritaire. En effet, tout surplus de carburant embarqué est autant de charge utile perdue.

1.4.1.2 Étude de l'ébullition en microgravité

Avec l'avènement de l'exploration spatiale, l'étude de la physique des phénomènes dépendant de la gravité, dont l'ébullition, a pu être réalisée.

Le flux critique a fait l'objet de recherche en gravité variable depuis le début de la conquête spatiale. Différentes techniques présentées précédemment ont été utilisées [68] : tour à chute libre, vol parabolique, compensation magnétique. On peut citer en particulier les techniques de chute libre pour l'azote liquide [46]. L'oxygène a, pour sa part, fait l'objet d'étude du flux critique en microgravité créée par compensation magnétique [44, 72, 32].

Les moyens orbitaux ont ensuite donné la possibilité de réaliser des expériences sur des durées plus longues, ce que ne permettaient pas les moyens inertiels terrestres auparavant. Les principaux fluides étudiés ont été inertes et non dangereux, tels que les fréons [69, 37] et les gaz neutres (SF_6 , CO_2) près de leur point critique [26, 29].

La recherche sur l'ébullition en microgravité est aujourd'hui un thème de recherche mondial, comme le montrent les synthèses sur les recherches américaines [31], européennes [45] et japonaises [56]. La Chine s'intéresse également au problème [74].

1.4.2 Expérimentation sol/vol

1.4.2.1 Nouvelle facilité pour l'étude de l'oxygène par compensation magnétique

Comme indiqué dans la section 1.2.2.2, deux installations de compensation magnétique de la gravité sont installées au Service des Basses Températures.

HYLDE (compensation dans l'hydrogène) a déjà fait l'objet de nombreuses études (voir chapitre 2 pour plus de détails). Les résultats obtenus ont motivé la conception de la nouvelle station OLGA (compensation dans l'oxygène), afin de bénéficier d'un volume de compensation plus important que dans le cas de l'hydrogène. OLGA est en cours de réglages et de finalisation, et par conséquent, aucun résultat n'a été obtenu pour l'instant.

1.4.2.2 Avantages et inconvénients de la compensation magnétique

Avantages

Nombreux sont les avantages de la compensation magnétique par rapport aux autres techniques :

- l'installation est au sol et immobile, permettant de mettre en place des mesures de sécurité allégées et d'étudier des substances dangereuses ;
- le temps de microgravité est potentiellement illimité et le coût d'exploitation reste faible ;
- le niveau de gravité peut être contrôlé facilement, pour reproduire les conditions martienne ou lunaire par exemple ;
- des variations temporelles contrôlées de gravité sont possibles ;
- la technique est disponible à tout moment.

Inconvénients

Nous avons vu les inconvénients pouvant limiter l'utilisation de la compensation magnétique :

- la compensation magnétique est ponctuelle (pour une bobine seule) et le volume compensable autour de ce point est directement corrélé au niveau d'inhomogénéité désiré ;
- pour l'étude de l'ébullition des diamagnétiques (hydrogène), la stabilité mécanique des bulles n'est que partielle ;
- la dépendance thermique de la susceptibilité magnétique des paramagnétiques (oxygène) est importante et peut provoquer une distortion du champ de compensation sous fort flux de chaleur ;
- la forte susceptibilité magnétique des paramagnétiques (oxygène) peut entraîner la déformation de l'interface sous fort champ magnétique (instabilité de Cowley-Rosensweig).

1.4.2.3 Enjeux scientifiques – Positionnement de HYLDE et OLGA

La compensation magnétique est donc une technique séduisante pour les études des transferts thermiques en microgravité, mais ses défauts ne permettent pas de l'envisager comme une solution radicale de substitution des techniques inertielles.

Il s'agit, au contraire, de considérer que les deux techniques sont complémentaires. En effet, d'une part, sous réserve de tenir compte de ces défauts dans l'interprétation des résultats, certaines expériences sont tout à fait réalisables dans ces installations de compensation magnétique. De plus, s'il s'agit de substances dangereuses (comme l'oxygène et l'hydrogène), elles ne peuvent pas faire l'objet d'études expérimentales en vols paraboliques ou en orbite pour des raisons évidentes de sécurité.

D'autre part, la compensation magnétique permettrait, pour des expériences à forte valeur scientifique et dont l'envoi en orbite est indispensable, de réaliser les expériences préliminaires et les prédimensionnements au sol et à faible coût. Ainsi, les résultats obtenus sous compensation magnétique permettraient de mettre au point les installations expérimentales devant être envoyées dans l'espace. L'ordre de grandeur des valeurs des transferts thermiques recherchées proviendrait alors de ces résultats expérimentaux préliminaires et ne reposerait pas uniquement sur une étude purement théorique. La comparaison des résultats entre le fluide au sol et le fluide envoyé dans l'espace serait obtenue en raisonnant par similitude.

1.4.3 Objectifs de la thèse

D'une part, une étude sur le déplacement d'une bulle d'hydrogène en microgravité sous compensation magnétique est effectuée. Le déplacement est obtenu par un phénomène d'évaporation-condensation.

D'autre part, l'état actuel des connaissances sur l'ébullition ne permet pas de comprendre le mécanisme microscopique qui est à l'origine de la crise d'ébullition. Les connaissances actuelles se résument à une collection de corrélations empiriques obtenues depuis plus d'un demi-siècle. Le modèle théorique de Zuber, qui fait pour l'instant l'unanimité auprès de la communauté scientifique, reste à l'état de postulat car il n'a jamais pu être vérifié expérimentalement.

Par ailleurs, le modèle original de recul de la vapeur, proposé plus récemment par Nikolayev et al., semble être une alternative plausible. Il a fait l'objet d'un développement numérique [49] et d'une étude expérimentale avec l'hydrogène [53]. Les résultats présentés ont permis de valider

partiellement ce modèle dans la mesure où seule l'étude près du point critique permet de le différencier par rapport au modèle de Zuber.

L'objet de ce travail consiste à compléter les recherches expérimentales sur le flux critique. Cette fois, c'est avec l'oxygène que les campagnes expérimentales sont menées. Cette étude tente d'apporter, d'une part, des corrélations supplémentaires relatives à l'ébullition sous gravité réduite dans l'oxygène et d'autre part, des résultats qui permettent de valider l'un ou l'autre des modèles de déclenchement de la crise d'ébullition.

L'oxygène est, en particulier, placé près des conditions critiques. La microgravité apporte les conditions nécessaires pour atteindre le but escompté. Pour des raisons de sécurité, elle ne peut être créée que par compensation magnétique. En effet, l'oxygène est une substance dangereuse qui ne peut être embarquée dans des installations d'études expérimentales sur les vols paraboliques, les fusées sondes ou les orbiteurs. Seule une installation au sol permet de garantir la sécurité nécessaire.

1.4.4 Plan de l'étude

Ce travail de recherche est en partie consacré à l'étude des transferts thermiques (échanges de chaleur) par ébullition (changement de phase) en microgravité (ambiance spatiale). La microgravité est obtenue par compensation magnétique, dont le principe a été expliqué précédemment, dans deux installations cryogéniques, l'une conçue pour la compensation de l'hydrogène et l'autre pour la compensation de l'oxygène (chapitre 2). Le champ magnétique de la plus récente (celle de l'oxygène) est soumis à une étude plus approfondie (chapitre 3). Les résultats originaux relatifs aux transferts thermiques et aux transitions de phase obtenus avec l'hydrogène (chapitre 4) et l'oxygène (chapitres 5 et 6) sont présentés.

Chapitre 2

Installations expérimentales

Pour l'étude des transferts thermiques en microgravité, deux installations expérimentales ont été mises au point au Service des Basses Températures. La première, HYLDE (HYdrogen Levitation DEvice) est conçue pour compenser la gravité dans l'hydrogène ; la seconde, OLGA (Oxygen Low Gravity Apparatus) permet de compenser la gravité dans l'oxygène.

Elles possèdent des bobines supraconductrices qui, lorsqu'elles sont parcourues par un courant électrique constant, génèrent un champ magnétique stationnaire. Le gradient de ce champ est à l'origine d'une force magnétique volumique qui est susceptible de s'opposer au poids et de mettre ces fluides en microgravité (voir section 1.2).

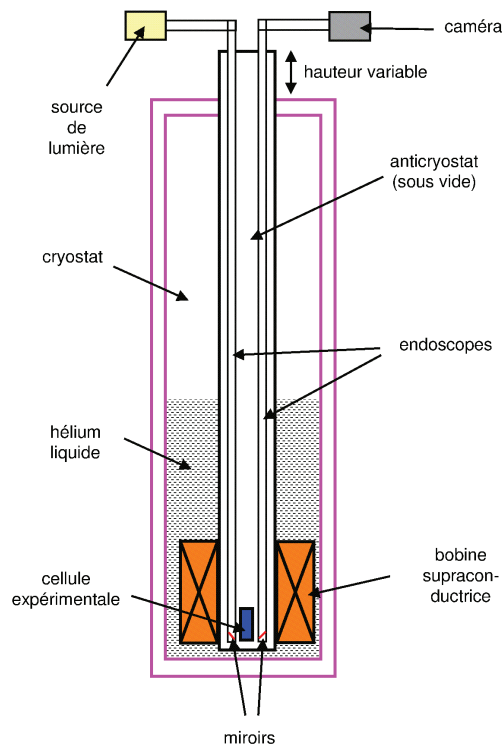


FIGURE 2.1 – Schéma global d'une installation de lévitation magnétique.

La figure 2.1 montre l'architecture générale de ces installations. Elles sont constituées de différents éléments, avec entre autres :

- un cryostat : enveloppe externe servant de support mécanique et isolant thermique par rapport à l'extérieur ;
- une bobine supraconductrice ;
- un anticryostat : enveloppe interne contenant la cellule instrumentée et le système d'observation.

La section 2.1 présente les éléments communs aux deux installations. Les caractéristiques détaillées de chacune d'elle sont présentées dans la section 2.2 pour HYLDE et dans la section 2.3 pour OLGA.

2.1 Éléments principaux

Le principal ennemi du cryogéniste est la formation de glace indésirable. Celle-ci peut, en effet, mettre l'installation hors-service. N'importe quelle substance dont la température de solidification est supérieure à celle des éléments les plus froids de l'installation peut se solidifier et créer de la glace. En règle générale, il s'agit surtout de la vapeur d'eau contenue dans l'air qui vient se condenser au contact d'une pièce froide. Mais, puisque les bobines supraconductrices sont refroidies à la température de l'hélium liquide à pression atmosphérique (4,2 K) ou à une température inférieure pour pouvoir fonctionner, l'oxygène, l'azote et l'hydrogène peuvent également se solidifier.

Pour refroidir une installation, il faut extraire la chaleur de celle-ci. Le refroidissement peut être soit direct : une machine frigorifique extrait directement la chaleur de l'objet au moyen d'un cycle thermodynamique, soit indirect : l'installation échange de la chaleur avec une substance préalablement refroidie par un refroidissement direct (fluide cryogénique). La mise en froid d'une installation requiert donc une certaine quantité d'énergie, matérialisée par le coût du refroidissement.

La méthode directe est la plus séduisante, puisqu'il « suffit » d'avoir une source d'énergie (électrique) et d'appuyer sur un bouton pour actionner la machine et obtenir du froid. Mais le prix d'un tel réfrigérateur est souvent malheureusement prohibitif.

La seconde méthode est en revanche la plus utilisée. La production de liquide cryogénique est centralisée et effectuée ailleurs par l'intermédiaire de stations de liquéfaction (azote et hélium). L'azote est directement condensé à partir de l'air ambiant (il entre à 80 % dans sa composition). Son prix de revient est de l'ordre de 0,1 €/L. L'hélium¹ est, au contraire, une denrée rare. Il fait partie des sous-produits issus de l'extraction du gaz naturel. Malheureusement, une fois relâché dans l'atmosphère, l'hélium tend à s'échapper vers l'espace. L'hélium cryogénique est donc souvent récupéré après avoir été utilisé, pour être de nouveau liquéfié. Le prix de revient de l'hélium liquide est de l'ordre de 10 €/L sans récupération et de 5 €/L avec récupération. Ces liquides servent de « réservoir de froid » pour refroidir l'installation. L'énergie est disponible par le biais de la chaleur latente et de la chaleur sensible extraites de ces fluides lors de leur refroidissement. La mise en œuvre de cette méthode est néanmoins tributaire de la logistique de l'approvisionnement en fluide.

1. Il existe deux isotopes stables de l'hélium : l'hélium-4 (^4He) et l'hélium-3 (^3He). L'hélium-3 est extrêmement rare, puisque dans l'atmosphère, le rapport entre les deux isotopes est d'un atome d'hélium-3 pour un million d'atomes d'hélium-4. Dans ce document, il s'agit d'hélium-4.

Lorsque l'installation expérimentale est à basse température, elle n'est plus en équilibre thermique avec l'extérieur. Des échanges de chaleur se produisent pour rétablir cet équilibre : ce sont les pertes thermiques. L'installation tend ainsi à se réchauffer. Pendant les expériences, les bobines supraconductrices sont plongées dans un bain d'hélium liquide. En raison des pertes thermiques, le bain s'évapore inexorablement. Puis, lorsque l'hélium liquide s'est entièrement vaporisé, l'installation se réchauffe.

Pour contrer ce réchauffement et conserver l'installation à basse température, il faut soit supprimer les échanges thermiques, soit apporter de l'énergie froide supplémentaire sous la forme de fluide cryogénique.

2.1.1 Cryostat

Le cryostat est la barrière externe de l'installation qui permet d'assurer l'isolation thermique entre l'ambiance à basse température (fluides et pièces mécaniques) et l'environnement extérieur. Il supporte l'installation et contient le bain d'hélium liquide. C'est, en général, une enceinte à double paroi en acier inoxydable (acier de nuance 304L). Le volume interpariétal est maintenu sous vide secondaire dynamique et contient un écran refroidi à l'azote liquide à pression atmosphérique (77 K). Le cryostat a pour vocation de limiter les échanges de chaleur entre l'intérieur et l'extérieur de l'installation en agissant sur les trois mécanismes de transfert de chaleur (voir section 1.3) :

- la convection : un vide secondaire (10^{-5} mbar) maintenu entre les parois supprime toute présence de gaz d'échange ;
- la conduction : les enveloppes internes et externes de la double paroi ne sont pas en contact direct ; l'absence de gaz d'échange, due au vide, ôte toute possibilité de conduction thermique à travers celui-ci ;
- le rayonnement : la présence d'un écran en cuivre refroidi à la température de l'azote liquide à pression atmosphérique (77 K) réduit très fortement le rayonnement vers le bain d'hélium, car le rayonnement de 77 K sur 4,2 K (ou 2,17 K) est beaucoup plus faible que celui de 300 K sur 4,2 K (ou 2,17 K).

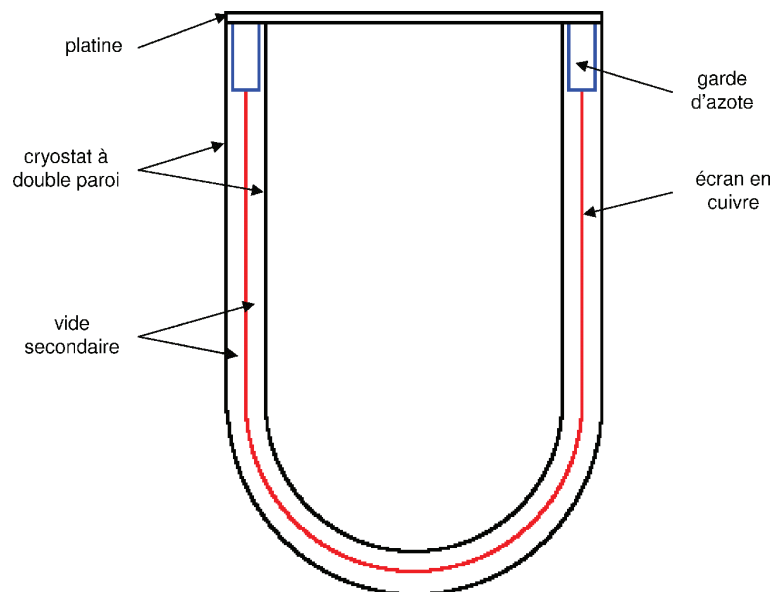


FIGURE 2.2 – Schéma de la double paroi du cryostat.

Le cryostat a donc été conçu pour être le plus adiabatique possible. Toutefois, des pertes thermiques finissent toujours par atteindre le bain d'hélium, provoquant l'évaporation de ce dernier. Le bain peut également servir de source froide pour la régulation thermique. Il faut donc, de temps en temps, apporter un complément d'hélium pour garantir un refroidissement optimal. Par conséquent, bien que théoriquement infinie, la durée effective de la compensation magnétique dépend de la présence d'hélium pour refroidir la bobine.

Le cryostat est fermé par le dessus par une platine en acier inoxydable. La platine possède, outre les orifices fluidiques liés au bain d'hélium (orifice de remplissage et d'échappement, soupape de sécurité), l'ensemble des connexions liées à la gestion de la bobine (alimentation et instrumentation). Les connexions sont réalisées par des prises Jaeger qui assurent les contacts électriques tout en garantissant l'étanchéité du cryostat. La bobine est suspendue à la platine de l'anticryostat, d'une part pour assurer une maintenance plus facile ; d'autre part pour supprimer les points de contact, afin d'éviter les contacts thermiques et électriques avec la cuve.

Pour éviter la formation de glace lors de la mise en froid et le fonctionnement des installations, une procédure spécifique doit être respectée :

1. l'étanchéité du cryostat est importante ; l'hélium gazeux produit par l'évaporation du liquide est récupéré via un réseau de récupération : il ne faut pas que l'hélium puisse s'échapper à l'extérieur ; à l'inverse, en cas de dépression, il ne faut pas que de l'air extérieur puisse polluer le cryostat ;
2. plusieurs rinçages à l'hélium gazeux pur sont ensuite effectués pour purger le cryostat ; un rinçage consiste à faire le vide dans l'enceinte (vide primaire), puis à dépressuriser par adjonction d'hélium gazeux ; trois rinçages sont nécessaires pour garantir une enceinte de bonne qualité, dépourvue de substances pouvant se solidifier ;
3. l'enceinte est enfin remplie d'hélium gazeux et maintenue à une pression légèrement supérieure à la pression atmosphérique ; cette surpression doit perdurer pendant la mise en froid et pendant les expériences ; en cas de surpression insuffisante ou de dépressurisation du cryostat, l'installation se met en position de sécurité et les expériences sont suspendues.

2.1.2 Bobine supraconductrice

La bobine, de forme cylindrique, est caractérisée par ses dimensions géométriques (diamètres intérieur et extérieur, hauteur), par le nombre de tours qui la compose et par la section du conducteur. Ces paramètres sont aisément implantables dans un code de calcul magnétique analytique tel que RADIA afin d'effectuer des simulations numériques en complément des expériences. Le diamètre intérieur est crucial car il définit la taille du trou de champ qui détermine la dimension maximale des expériences pouvant être mises en place dans l'installation.

Lorsqu'une bobine magnétique est parcourue par un courant, un champ magnétique est créé. Celui-ci, s'il varie spatialement, peut engendrer la compensation magnétique de la gravité. Pour rappel, la zone utile pour la compensation magnétique est située sur l'axe de la bobine, à l'une de ses extrémités. Le champ nécessaire à la compensation magnétique de la gravité requiert en pratique une intensité élevée (qui peut atteindre plusieurs centaines d'ampères).

Par conséquent, la puissance électrique qui serait dissipée par effet Joule dans une bobine résistive en cuivre aurait été dissuasive pour notre étude : le coût énergétique aurait été trop important. La bobine a donc été réalisée avec des matériaux supraconducteurs. Le SBT dispose d'un savoir-faire en cryogénie et d'un approvisionnement relativement aisé en fluides cryogéniques permettant une

utilisation simple de ce type de bobine. Celle-ci est réalisée à base d'un alliage de Nb-Ti (niobium-titane), possédant des propriétés supraconductrices lorsque sa température est abaissée à celle de l'hélium liquide à pression atmosphérique ou en dessous.

Pour les matériaux supraconducteurs, trois paramètres critiques sont définis : le courant, la température et le champ magnétique. Si l'un de ces trois paramètres est supérieur à sa valeur critique, l'état supraconducteur disparaît instantanément et le matériau devient résistif. Cette transition de l'état supraconducteur à l'état résistif est appelé « quench ». Si un courant circule, l'effet Joule apparaît alors, entraînant le réchauffement du matériau. Le quench est un phénomène local à son apparition, mais l'apport de chaleur qui résulte de l'effet Joule réchauffe le matériau supraconducteur tout autour, entraînant un nouveau quench à proximité : le phénomène est donc propagatif. Le matériau se réchauffe donc au fur et à mesure que le quench se propage. Tant que le courant n'est pas diminué, il est impossible de rendre le matériau à nouveau supraconducteur. Par conséquent, ce phénomène est toujours critique.

Les conséquences d'un quench peuvent être désastreuses. D'une part, le brusque réchauffement peut, dans le pire des cas, détériorer le matériau supraconducteur. C'est pour cela que la fibre de Nb-Ti est insérée dans une matrice en cuivre qui, en cas de quench, assure alors le transport du courant tout en préservant le supraconducteur. D'autre part, la chaleur dégagée va se dissiper dans le bain d'hélium liquide environnant. Comme la chaleur latente de l'hélium est faible, il se vaporise alors quasi instantanément. Si la dissipation de chaleur est importante, la totalité du bain d'hélium peut s'évaporer et littéralement transformer le cryostat en « bombe »².

Heureusement, en cas de surpression importante, plusieurs organes de sécurité actifs et passifs sont prévus. Par exemple, au delà d'une certaine surpression (250 mbar au dessus de la pression atmosphérique), un clapet magnétique s'ouvre et libère l'hélium sous pression dans le hall du laboratoire. Il est dimensionné pour évacuer le débit de vapeur qui résulterait de l'évaporation complète du bain d'hélium. Cet organe passif est l'ultime protection contre les conséquences du quench.

La bobine est branchée en parallèle avec une résistance appelée résistance de décharge. En cas de quench, celle-ci permet de dissiper efficacement l'énergie emmagasinée dans la bobine. L'énergie est dissipée par effet Joule dans la résistance. Pour préserver le maximum d'hélium liquide, dans le cas de la station OLGA, la résistance de décharge est installée à l'extérieur du cryostat.

2.1.3 Anticryostat

L'anticryostat³ est une enceinte à vide secondaire dynamique qui contient la cellule expérimentale et le système optique permettant l'observation de la cellule pendant les expériences.

Il possède également un système de réglage mécanique pour ajuster la position de la cellule dans le champ magnétique. Trois degrés de liberté sont disponibles : deux en rotation selon une amplitude de quelques degrés et un en translation verticale autorisant une grande amplitude de déplacement.

Son insertion s'effectue par le dessus de l'installation, à travers la platine supérieure du cryostat, jusqu'au trou de champ de la bobine. Par conséquent, les dimensions du trou de champ sont

2. Le rapport entre le volume massique de la phase liquide et celui de la phase vapeur de l'hélium est de 7,56, mais atteint 774 si on compare avec l'hélium gazeux, tel qu'il repart dans le circuit de récupération, à température ambiante.

3. L'anticryostat est souvent appelé « insert » dans le vocabulaire de la cryogénie. Ce n'est pas le cas ici, puisque l'insert désigne l'élément ferromagnétique ajouté pour modifier le champ magnétique (voir section 1.2).

en partie déterminantes pour la conception de la cellule : il faut prévoir en effet de la place pour l'instrumentation et l'alimentation de celle-ci. L'instrumentation incorpore, entre autres capteurs, les thermomètres et les chauffages nécessaires à la régulation thermique de la cellule. L'alimentation englobe l'ensemble des circuits fluides et électriques de la cellule.

L'anticryostat est composé :

- d'une paroi latérale cylindrique, appelée jupe ;
- d'une platine supérieure, supportant l'ensemble des connectiques hydrauliques et électriques avec l'extérieur ;
- d'une bride inférieure, permettant de sceller l'anticryostat dans sa partie basse.

Il est maintenu sous vide secondaire. L'étanchéité doit être, par conséquent, absolument assurée avec le hall du laboratoire d'une part, avec l'enceinte du cryostat d'autre part. Pour réaliser l'étanchéité avec le hall du laboratoire, un joint torique en élastomère (perbunan) est pincé entre la jupe et la platine supérieure. En revanche, comme l'élastomère n'est pas utilisable à basse température, l'étanchéité avec le bain d'hélium est réalisée par un joint métallique en indium.

2.1.4 Système d'observation

La cellule expérimentale est enfermée dans l'anticryostat qui est lui-même inséré dans le cryostat. Tous ces éléments sont métalliques, donc opaques, ce qui rend impossible l'observation directe de la cellule depuis l'extérieur de l'installation. Un système optique a donc été prévu. Il est composé d'une source de lumière blanche (ampoule halogène) à intensité variable et d'une caméra CCD accouplée à un objectif pour la récupération des images. L'observation des phénomènes s'effectue par transmission de la lumière à travers la cellule expérimentale.

La source de lumière et la caméra sont placées sur la platine de l'anticryostat pour plusieurs raisons. D'une part, le fait de placer ces éléments à l'intérieur de l'anticryostat aurait nécessité la conception d'une interface supplémentaire pour assurer la connexion électrique. De plus, ces éléments sont des sources de chaleur non négligeables et sont donc difficilement compatibles avec l'environnement à basse température. Enfin, ces appareils électriques sont susceptibles d'être fortement perturbés par la présence du champ magnétique.

2.1.4.1 Endoscopes

Le placement de la caméra et de la source de lumière à l'extérieur du cryostat, donc relativement loin de la cellule expérimentale, a nécessité la mise au point d'un système optique pour diriger le faisceau lumineux de la source de lumière à la caméra, en passant par la cellule. Il est composé de deux endoscopes pour permettre l'observation de la cellule. Les endoscopes sont analogues à des périscopes. L'un est affecté à l'éclairage, l'autre à l'observation. Ils sont dotés de miroirs pour guider les rayons lumineux. L'endoscope d'éclairage est parcouru par une fibre optique qui guide la lumière jusqu'au plus près de la cellule. Avant d'atteindre celle-ci, les rayons lumineux issus de la fibre (considérée comme une source ponctuelle, donc omnidirectionnelle) traversent un ensemble de lentilles pour que le faisceau se propage en lumière parallèle. La lumière incidente arrive donc de manière parallèle avant d'atteindre le miroir situé sur la partie basse de l'endoscope d'éclairage.

Pour réduire les aberrations optiques, les miroirs sont à « face avant » : la surface métallique réfléchissante est située devant le substrat en verre, à l'inverse des miroirs usuels. Cette configuration améliore significativement la qualité des images, puisque l'image fantôme, issue de réflexion sur

le verre pour les miroirs classiques, disparaît. En contrepartie, la surface réfléchissante est plus fragile et sa manipulation doit être faite avec précautions.

2.1.4.2 Caméra CCD

La caméra est placée au niveau de la partie supérieure de l'endoscope d'observation de manière à recevoir les rayons lumineux issus de la cellule. Un objectif au grossissement adapté est ajouté pour permettre au faisceau lumineux de recouvrir suffisamment le capteur CCD. Trois caméras ont été utilisées :

- une caméra CCD analogique monochrome ;
- une caméra CCD numérique monochrome haute résolution ;
- une caméra CCD numérique monochrome rapide.

Caméra analogique

Le système de capture d'image originel est basé sur un circuit vidéo analogique (SÉCAM). Il comprend les éléments suivants :

- une caméra CCD analogique monochrome (IMASYS CV-50M) ;
- une horloge par incrustation (date et heure) ;
- un magnétoscope enregistreur à cassette VHS à bande magnétique ;
- une imprimante d'image pour réaliser une sortie papier instantanée ;
- un écran en définition standard (SD).

Tous les éléments sont branchés en série par câble RCA ou BNC. La résolution est de 768×494 entrelacé. L'avantage de ce système est la mise en place aisée de la chaîne d'acquisition. L'alimentation électrique des éléments fournit instantanément une image. En revanche, le post-traitement des enregistrements est complexe à réaliser, puisqu'il requiert au préalable une numérisation assez lourde à mettre en place. La faible résolution ne permet pas de réaliser des traitements d'images pointus. Enfin, la pérennité des supports d'enregistrement n'est pas garantie (cassettes VHS).

La caméra est associée à un objectif de 200 mm de focale sur lequel a été ajouté un doubleur de focale. Celle-ci atteint donc 400 mm.

Bien que n'étant plus utilisée au profit des deux caméras présentées ci-dessous, la caméra analogique reste très utile pour effectuer les réglages optiques préliminaires. Lorsque l'optique est réglée, les caméras numériques peuvent prendre le relais.

Caméra numérique haute résolution

Le système d'acquisition numérique mis en place comprend :

- une caméra CCD numérique haute résolution monochrome (AVT Pike F100B Fiber) (figure 2.3) ;
- un ordinateur de contrôle de l'acquisition (figure 2.4) ;
- un écran d'ordinateur.

L'ensemble de la chaîne d'acquisition est numérique : les séquences sont enregistrées sous forme de fichier informatique sur le disque dur de l'ordinateur d'acquisition. L'enregistrement peut être effectué soit sur la mémoire tampon de la caméra (pour des séquences courtes), soit directement sur le disque dur (pour des séquences longues). Deux types de connectique sont disponibles : firewire (IEEE 1394) ou fibre optique. Pour supprimer l'éventuelle influence du champ magnétique, les données sont préférentiellement transférées par fibre optique depuis la caméra vers

l'ordinateur. La fibre d'une longueur de 15 m permet également d'éloigner l'ordinateur du champ magnétique. La durée de l'enregistrement d'une séquence courte est limitée par la taille de la mémoire tampon, alors que la durée d'enregistrement d'une séquence longue est limitée par la taille de l'espace disponible sur le disque dur. Ce dernier possède une interface rapide (S-ATA) pour assurer un enregistrement de qualité. La caméra possède une résolution de 1000×1000 et la fréquence de capture peut atteindre 60 images/s.

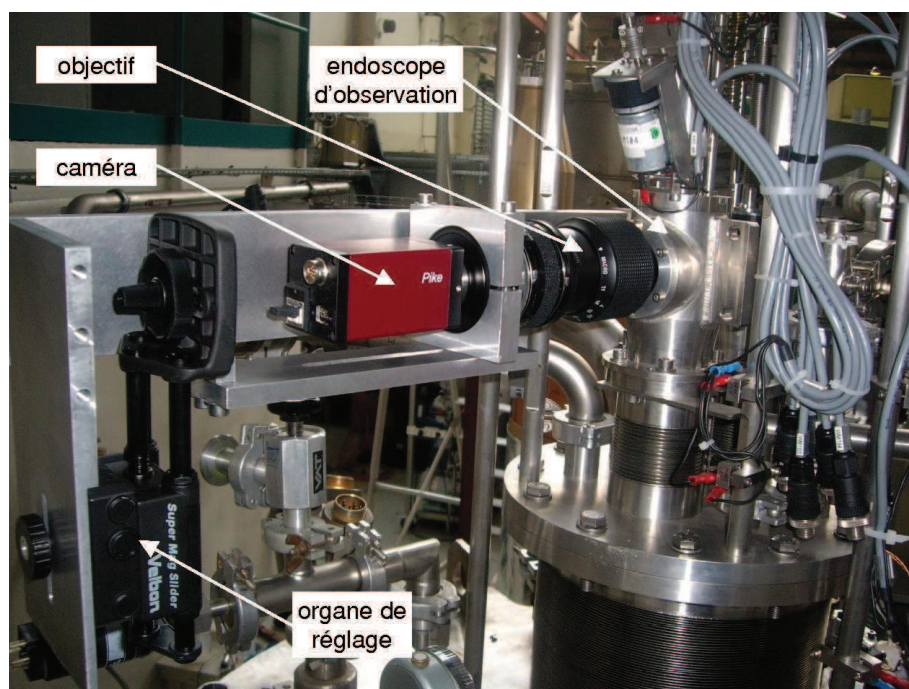


FIGURE 2.3 – Caméra haute résolution et optique (200 mm avec doubleur de focale) montées sur l'endoscope de vision.

La caméra peut être montée de différentes optiques, telle que celle utilisée par la caméra analogique (200 mm avec doubleur de focale). Mais la taille du capteur étant différente, la caméra ne donne tout son potentiel qu'en étant utilisée avec un téléobjectif de 600 mm de focale. L'image renvoyée par le miroir orientable de l'endoscope de vision occupe alors la totalité du capteur.

Caméra numérique rapide

Pour des études plus particulières, une caméra numérique rapide a été louée. Le système d'acquisition est analogue au précédent puisqu'il consiste en :

- une caméra CCD numérique rapide monochrome (AOS MOTIONeer 1.3-2M) (figure 2.5) ;
- un ordinateur portable de contrôle de l'acquisition.

La résolution atteinte est de 1280×1024 . La fréquence d'acquisition est de 500 images/s sur une durée de 2 s. La caméra enregistre la séquence d'images sur sa mémoire tampon. Elle est associée à une optique de 400 mm de focale. La résolution d'enregistrement est réduite à 640×512 , correspondant à la surface occupée par l'image sur le capteur, ce qui permet de multiplier par quatre le temps d'enregistrement, qui passe à 8 s avec la même fréquence. Lorsque l'acquisition est terminée, la séquence est transférée sur l'ordinateur de contrôle à des fins d'exploitation postérieure.

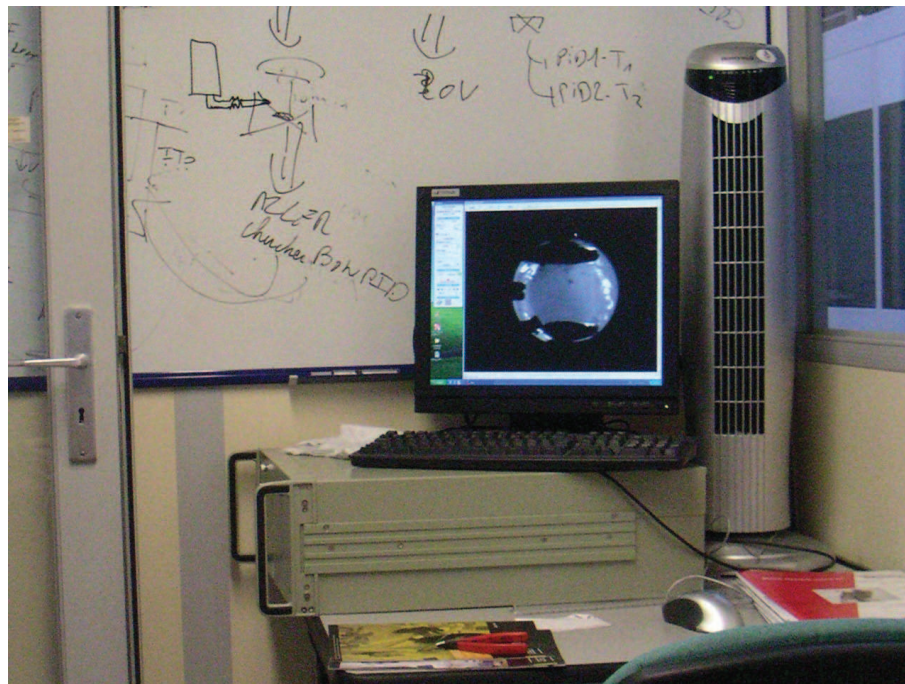


FIGURE 2.4 – Ordinateur d'acquisition numérique associé à la caméra numérique haute résolution.

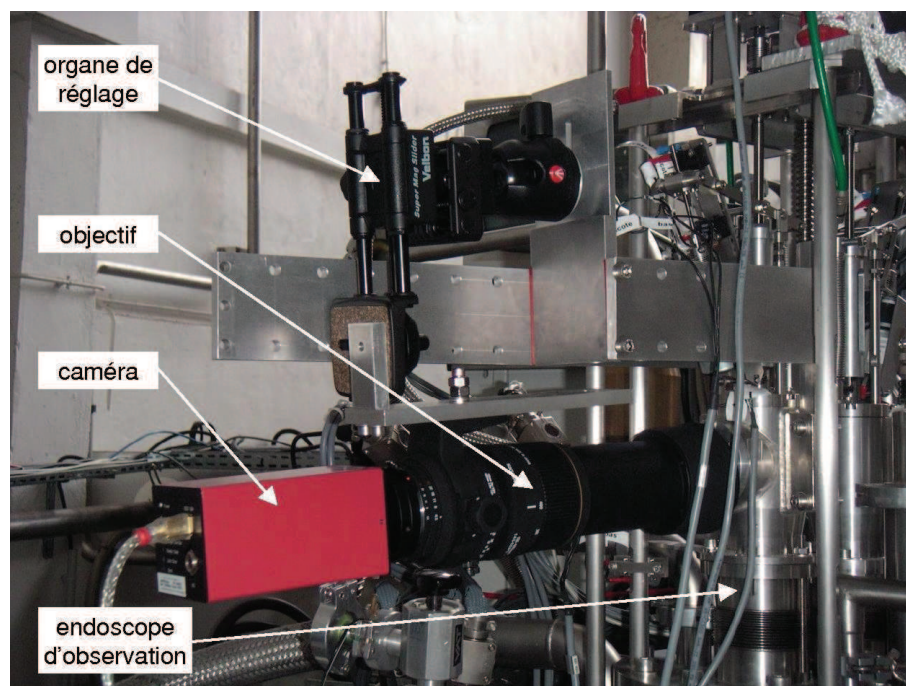


FIGURE 2.5 – Caméra rapide et son optique (400 mm) montées sur l'endoscope de vision.

2.1.4.3 Pouvoir de résolution

L'observation par l'intermédiaire d'un endoscope provoque une altération de la qualité des observations. En effet, la diffraction limite la résolution angulaire :

$$\theta \approx 1,2 \frac{\lambda_l}{D_{\text{endo}}} \quad (2.1)$$

où θ est le pouvoir de résolution maximal, λ_l (en m) la longueur d'onde de la lumière, et D_{endo} (en m) le diamètre de l'endoscope. Comme θ est petit, il vient également :

$$\tan \theta \approx \theta \approx \frac{l}{L_{\text{endo}}} \quad (2.2)$$

où l (en m) est la taille du plus petit détail observable dans la cellule et L_{endo} la longueur de l'endoscope.

Pour les applications numériques, le lecteur se référera à la page 74 pour l'installation HYLDE et à la page 83 pour l'installation OLGA.

2.1.5 Cellules expérimentales

2.1.5.1 Présentation

Une cellule expérimentale pour l'étude des transferts thermiques en microgravité est conçue selon les règles suivantes :

- elle est transparente pour permettre l'observation *in situ* ;
- elle est régulée en température ;
- elle peut contenir un élément chauffant afin d'appliquer un flux de chaleur au fluide interne ;
- elle est parfaitement étanche.

Une cellule est donc conçue de la manière suivante (voir figure 2.6) : un cylindre transparent (en saphir ou PMMA) est fermé à ses extrémités par deux brides en cuivre dont la température est contrôlée. Des résistances chauffantes pilotées par un automate permettent la régulation thermique de la cellule.

L'étanchéité de la cellule est assurée par des joints métalliques en indium. Le joint en indium possède plusieurs avantages. D'une part, il ne devient pas cassant lorsqu'il est refroidi aux températures mises en jeu pendant les expériences et il est inerte au contact de l'oxygène, à l'inverse des joints en élastomère. D'autre part, il est facilement façonnable (laminage, fonderie, découpe à l'emporte-pièce) pour la fabrication de joints sur-mesure. Lors de la mise en place, le joint est serré par des brides mécaniques venant le comprimer. Une gorge est prévue pour que le joint puisse fluer. Le fluage s'accompagne une relaxation de la contrainte de compression du joint : un resserrage après fluage est donc nécessaire.

La cellule peut être fermée au moyen d'une vanne thermique située sur le capillaire de remplissage de la cellule. C'est une pièce en cuivre dans laquelle est brasée un capillaire fin (0,5 mm de diamètre intérieur). Elle se ferme par solidification du fluide lorsque sa température est abaissée en-dessous du point triple. Elle s'ouvre par activation d'une résistance qui chauffe et fait fondre le glaçon.

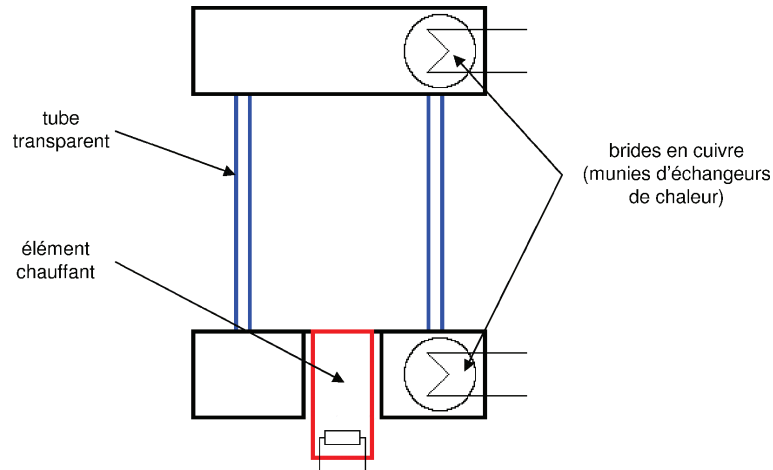


FIGURE 2.6 – Schéma d'une cellule expérimentale type.

2.1.5.2 Thermométrie

Pour mesurer la température de la cellule, celle-ci est dotée d'un ensemble de thermomètres CERNOX cryogéniques. L'élément chauffant et les deux brides en contiennent chacun un. Les thermomètres contiennent une résistance dont la valeur est corrélée à la température. Par conséquent, pour obtenir la température de la sonde, il suffit d'effectuer une mesure de résistance. La table d'étalonnage réalisée à l'usine de fabrication permet ensuite de déduire la température. Les mesures sont du type *mesure à 4 fils* : les erreurs de mesure liées à la variation de résistance des fils sont réduites par rapport à la méthode de mesure à 2 fils. La connexion électrique est donc effectuée par 4 fils en manganin de 0,2 mm de diamètre, afin de limiter les apports de chaleur par conduction dans les fils. Ceux-ci sont également torsadés pour supprimer les boucles de courant susceptibles d'interagir avec le champ magnétique. Ils sont par ailleurs thermalisés sur des pièces intermédiaires froides pour limiter encore davantage le transfert de chaleur par conduction. La thermalisation est obtenue par collage de petites bandes de cuivre (déposées sur du capton) sur la pièce froide avec de la colle stycast cryogénique.

2.1.5.3 Matériaux utilisés

Les matériaux qui ont été utilisés pour la construction de la cellule sont les suivants (voir les annexes A et B pour les propriétés physiques détaillées) :

- plexiglas et saphir : pour permettre l'observation ;
- cuivre électrolytique : pour les échangeurs thermiques ;
- acier inoxydable (304L), alliage de titane (TA6V) et laiton (65% de cuivre et 35% de zinc) : pour les pièces mécaniques de maintien.

Le saphir possède des propriétés thermiques (pic de conductivité) intéressantes aux températures mises en jeu lors des expériences avec l'oxygène. Ses propriétés mécaniques (limite de résistance élastique en traction) sont compatibles avec les pressions rencontrées. Cependant, le procédé de fabrication et surtout le polissage ne peut être réalisé en dessous d'une certaine taille : le plexiglas remplace alors le saphir pour les tubes de petite diamètre.

L'acier inoxydable a de très bonnes propriétés mécaniques et est assez mauvais conducteur de la chaleur. C'est un matériau couramment utilisé en cryogénie. Malheureusement, ses propriétés magnétiques se sont avérées plutôt décevantes.

L'alliage de titane a des propriétés meilleures que l'acier inoxydable : plus grande résistance mécanique ; plus faible conductivité thermique. Malgré son coût plus important que l'acier inoxydable, cet alliage a été choisi en raison de ses propriétés magnétiques : il n'est pas sensible au champ magnétique.

Le laiton est utilisé en remplacement des tiges filetées en acier inoxydable, pour sa plus faible sensibilité au champ magnétique et pour sa disponibilité plus grande que le titane.

2.2 HYLDE : HYdrogen Levitation DEvice

Cette installation est opérationnelle depuis 1995 [76, 66, 15]. Elle a permis notamment d'étudier le remplissage des cibles utilisées pour la fusion par confinement inertiel (fluide utilisé : deutérium – D₂) [16], d'effectuer des recherches sur les fluides critiques en microgravité soumis à des vibrations (hydrogène) [5] et d'observer expérimentalement le phénomène de recul de la vapeur lors du flux critique (hydrogène) [53]. Elle a enfin permis de valider le concept de la compensation magnétique de l'oxygène.

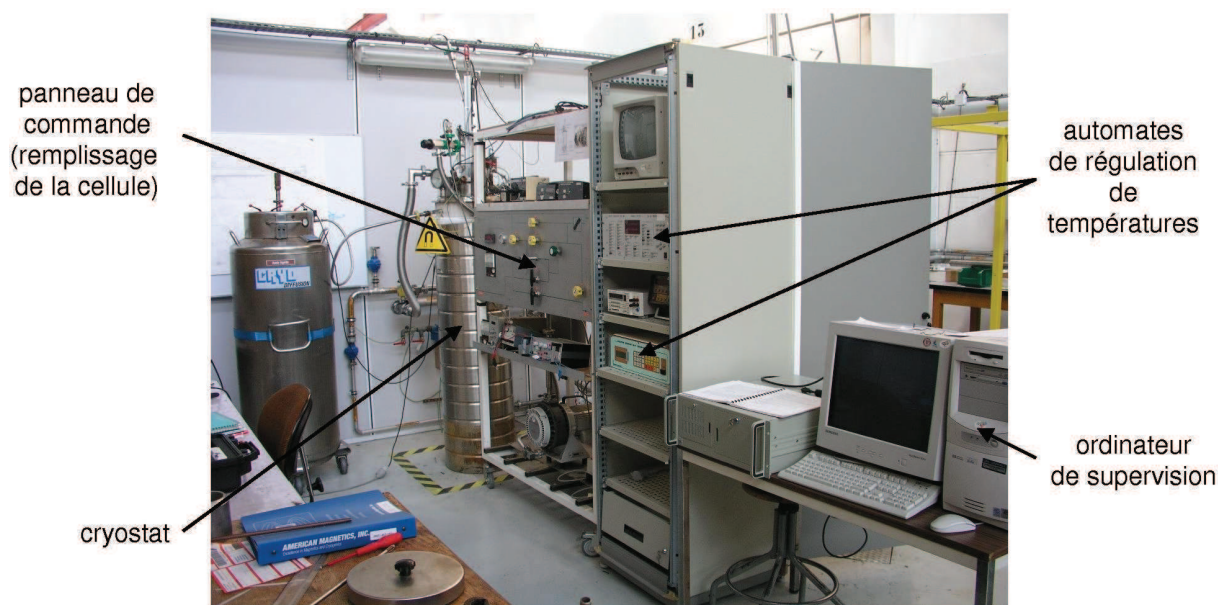


FIGURE 2.7 – Photographie de l'installation HYLDE.

2.2.1 Cryostat

La bobine est insérée dans un cryostat standard à garde d'azote en acier inoxydable de 300 mm de diamètre. L'azote est transféré depuis un vase mobile de 200 L vers le volume de garde d'azote où une sonde de niveau à bulbe est insérée. Cette dernière agit sur une électrovanne située sur la canne de transfert depuis le vase. Lorsque le niveau d'azote dans la garde est trop faible, la sonde de niveau ouvre l'électrovanne ; lorsque le niveau est suffisant, le bulbe agit comme un

contacteur et ouvre le circuit électrique actionneur de l'électrovanne : celle-ci se ferme aussitôt. Le remplissage est donc automatique.

Le refroidissement des éléments situés à l'intérieur du cryostat jusqu'à 77 K s'effectue par rayonnement de l'écran sur ces pièces. Lorsque la température de la bobine atteint cette valeur d'équilibre, le refroidissement à l'hélium liquide peut commencer.

L'hélium est transvasé manuellement depuis un vase de 100 L vers le cryostat via une canne de transfert liquide. Le siphonnage de l'hélium liquide est amorcé en pressurant le vase d'hélium à l'aide d'une bouteille de gaz. Lorsque la bobine est suffisamment froide, l'hélium ne s'évapore plus dans le cryostat et celui-ci se remplit d'hélium liquide à une pression légèrement supérieure à la pression atmosphérique (pour éviter les entrées d'air). La température de la bobine est dans ces conditions égale à 4,2 K.

À cette température, le courant critique de la bobine est trop faible et ne permet pas de compenser la gravité dans l'hydrogène. Pour descendre à une température inférieure, le cryostat est équipé d'un bain Roubeau (figure 2.8).

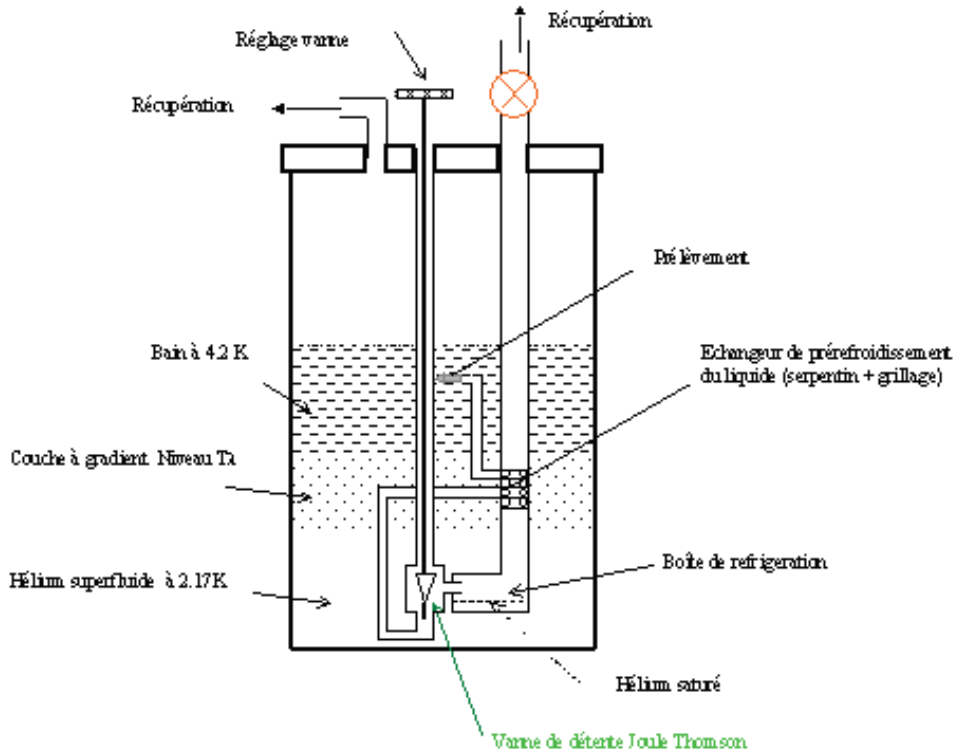


FIGURE 2.8 – Schéma du dispositif cryogénique du type « Bain Roubeau ».

Le principe du bain Roubeau repose sur la présence d'une boîte de réfrigération située dans le bain d'hélium, au niveau de la bobine. Une vanne pointeau y réalise une détente Joule-Thomson. Une fraction d'hélium est prélevée dans la partie haute du bain par une pompe. La détente associée à cette dépression est endothermique car l'hélium est détendu à une température inférieure à sa température d'inversion (40 K à 1 bar). Elle provoque donc un refroidissement du bain environnant. La température atteinte en régime permanent est de 2,17 K. La continuité de la température entre la surface à 4,2 K et le bain à 2,17 K est assurée par un gradient thermique vertical stable s'établissant dans le bain d'hélium. Dans ces conditions, la température de la

bobine atteint elle aussi cette valeur, lui permettant de fournir un champ magnétique de 10 T nécessaire à la lévitation de l'hydrogène.

2.2.2 Bobine

La bobine a les dimensions suivantes : 90 mm de diamètre intérieur, 186 mm de diamètre extérieur et 200 mm de hauteur (figure 2.9). La bobine est réalisée par l'enroulement d'un fil de Niobium-Titane. L'enroulement comporte 30500 tours. L'inductance de la bobine est de 52 H. Elle est alimentée par une alimentation Twickenham SMC, qui peut fournir 100 A avec une tension de 5 V.

La résistance de protection de $1,9\ \Omega$ à 300 K ($1,2\ \Omega$ à 2,17 K) est installée dans le cryostat. Cette configuration n'empêche malheureusement pas l'évaporation totale de l'hélium liquide contenu dans le cryostat en cas de quench, mais offre une meilleure compacité de l'installation. La décharge s'effectue avec une constante de temps de 43 s. La bobine peut atteindre un champ magnétique critique élevé (8 T à 4,2 K et 10 T à 2,17 K). Le courant critique à 2,17 K est de 72 A. Pour atteindre la compensation magnétique de la gravité dans l'hydrogène, il faut imposer un courant de 64,4 A. Le champ magnétique obtenu est de l'ordre de 10 T. La bobine fonctionnant alors près de ses capacités maximales (courant critique), la manipulation du courant doit faire l'objet de précautions pendant les expériences.

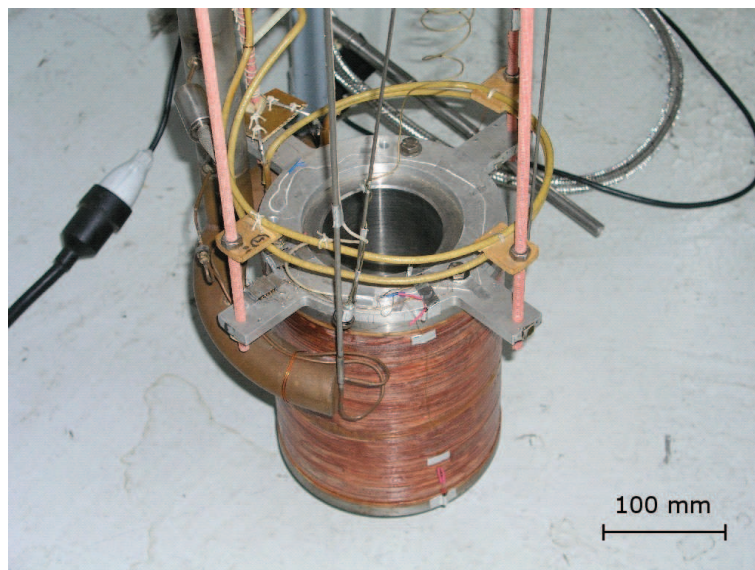


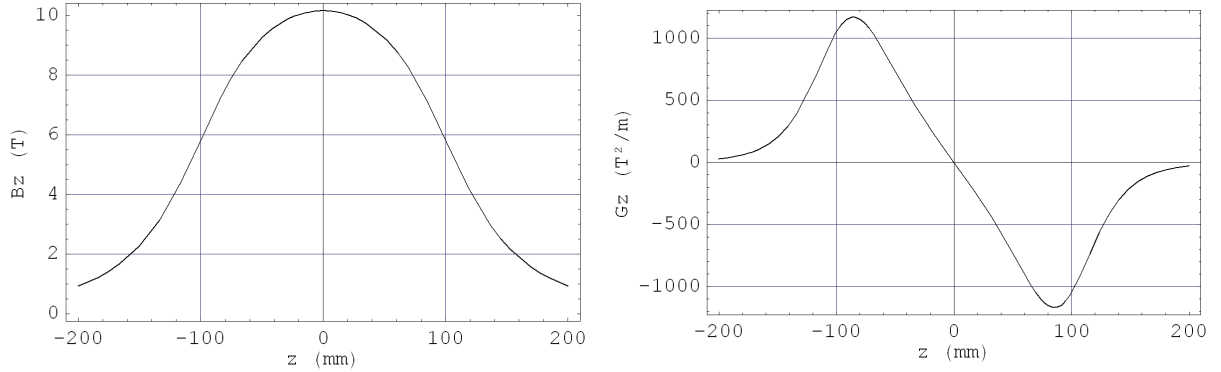
FIGURE 2.9 – Photographie de la bobine de HYLDE.

Deux sondes carbone (thermomètres), placées l'une au-dessous et l'autre au-dessus de la bobine, permettent de connaître en temps réel la température de la bobine. La mesure de la température est effectuée indirectement par l'intermédiaire de deux ohmètres cryogéniques. La correspondance résistance-température est donnée dans le tableau 2.1.

Les caractéristiques du champ magnétique au courant de compensation sont présentées sur la figure 2.10.

Il est possible de déterminer le volume correspondant à un niveau de compensation magnétique donné en observant la cartographie du champ. La figure 2.11 montre le cas de la compensation

Résistance Ω	Température K	Conditions -
100	300	température ambiante
120	77	azote liquide
1000	4,2	hélium liquide
5000	2,17	bain Roubeau

TABLE 2.1 – Correspondance résistance-température pour les sondes carbonées.**FIGURE 2.10** – HYLDE : Champ magnétique axial (à gauche) et compensation axiale (à droite).

dans l'hydrogène. Le volume maximal d'une sphère inscrite dans chaque zone d'inhomogénéité est également indiqué. À compensation identique, plus l'inhomogénéité admissible est élevée et plus le volume de compensation est grand.

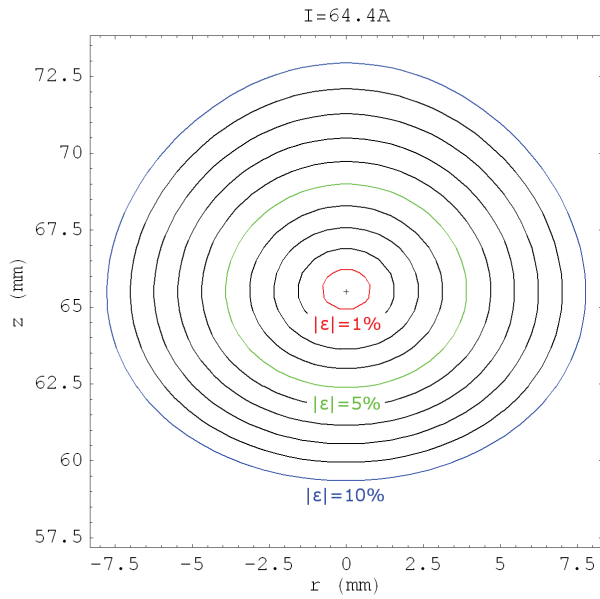
2.2.3 Anticryostat

La jupe de l'anticryostat est un tube lisse en acier inoxydable de 0,6 mm d'épaisseur. La partie haute de l'anticryostat est fermée par une platine qui supporte les deux endoscopes, les raccords électriques et hydrauliques pour la cellule. L'étanchéité est assurée par des joints toriques en élastomère (perbunan). La partie basse de l'anticryostat est fermée par une bride sur laquelle est fixée la cellule expérimentale. Un joint en indium assure l'étanchéité entre le bain d'hélium et le volume interne de l'anticryostat maintenu sous vide secondaire dynamique (10^{-5} mbar).

L'anticryostat peut se déplacer par rapport au cryostat grâce à un système de presse-étoupe à joint torique qui l'enserme pendant son déplacement. Il permet de placer précisément la cellule dans le champ de compensation. Le déplacement de l'anticryostat par rapport au cryostat est mesuré à l'aide d'un régllet placé sur la platine du cryostat.

2.2.3.1 Système d'observation

Le système d'observation est composé de deux endoscopes. Chaque endoscope possède un miroir positionné à 45° . L'angle d'orientation des miroirs est fixe. Le positionnement des endoscopes est manuel, mais leur système de fixation par presse-étoupe autorise le réglage de leur hauteur et de l'orientation autour de leur axe vertical.



Inhomogénéité %	Volume mm ³
1	1,8
2	14
5	221
10	1767

FIGURE 2.11 – HYLDE : correspondance volume – niveau de gravité résiduelle.

Le diamètre interne des endoscopes D_{endo} est de 16 mm et leur longueur L_{endo} est d'environ 1,7 m. Ainsi, d'après les équations 2.1 et 2.2, pour une longueur d'onde λ_l comprise entre 400 nm et 800 nm, la taille maximale des détails observables est de l'ordre de 50 - 100 μm .

2.2.4 Cellule pour l'étude du déplacement de bulle en microgravité sous gradient thermique (HYLDE)

La cellule expérimentale est un cylindre creux en plexiglas (PMMA) transparent. Le plexiglas a été choisi pour ses propriétés optiques (transparent) et thermiques (même conductivité thermique que l'hydrogène liquide). Le cylindre est fermé de part et d'autre par des éléments métalliques dont la température est contrôlée au milli-Kelvin près (fig. 2.12). Les dimensions internes de la cellule sont : 15 mm de longueur et 3 mm de diamètre.

La cellule est fermée au moyen d'une vanne thermique. Un glaçon se forme dans le capillaire lorsque sa température est inférieure au point triple de l'hydrogène (13,96 K). La vanne est refroidie par conduction depuis le bain d'hélium. Une résistance (400 Ω) alimentée par une tension de 12 V permet de faire fondre le glaçon pour que la vanne s'ouvre.

2.2.4.1 Champ de compensation

L'allure du champ d'induction magnétique et de compensation dans la cellule est donnée sur la figure 2.13.

2.2.4.2 Régulation de température

La cellule est fixée sur une embase en laiton fixée sur la bride basse de l'anticyrostat. Cette embase assure à la fois le support mécanique et le refroidissement de la cellule par conduction. En effet, le bain d'hélium dans lequel sont plongées la bobine et la partie basse de l'anticyrostat

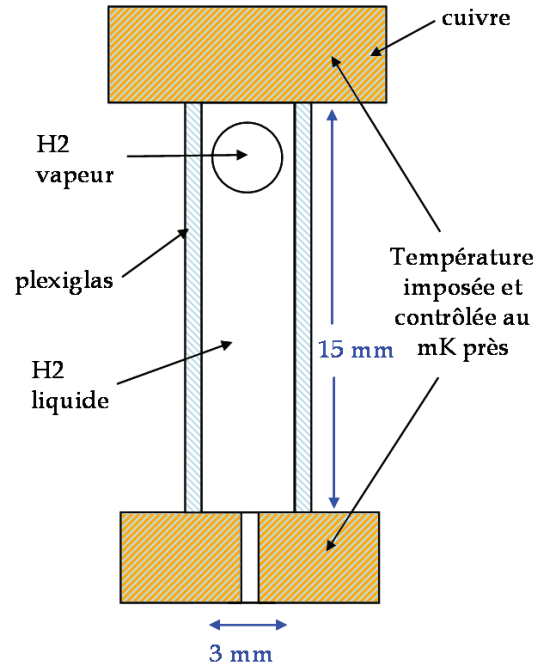
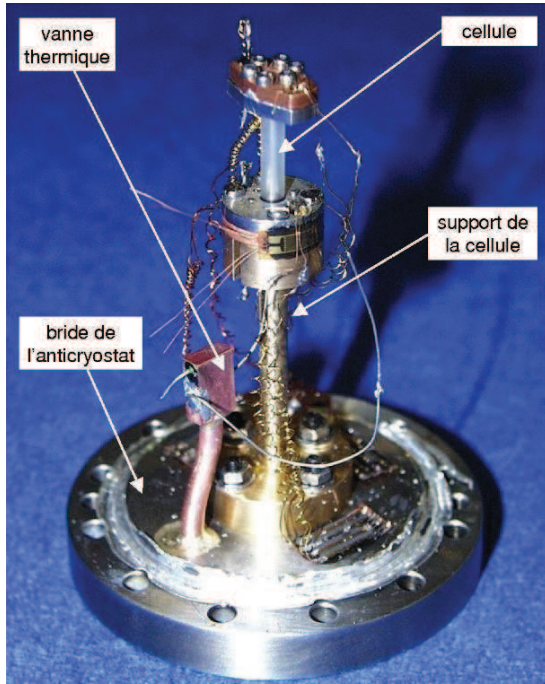


FIGURE 2.12 – Photo et schéma de la cellule.

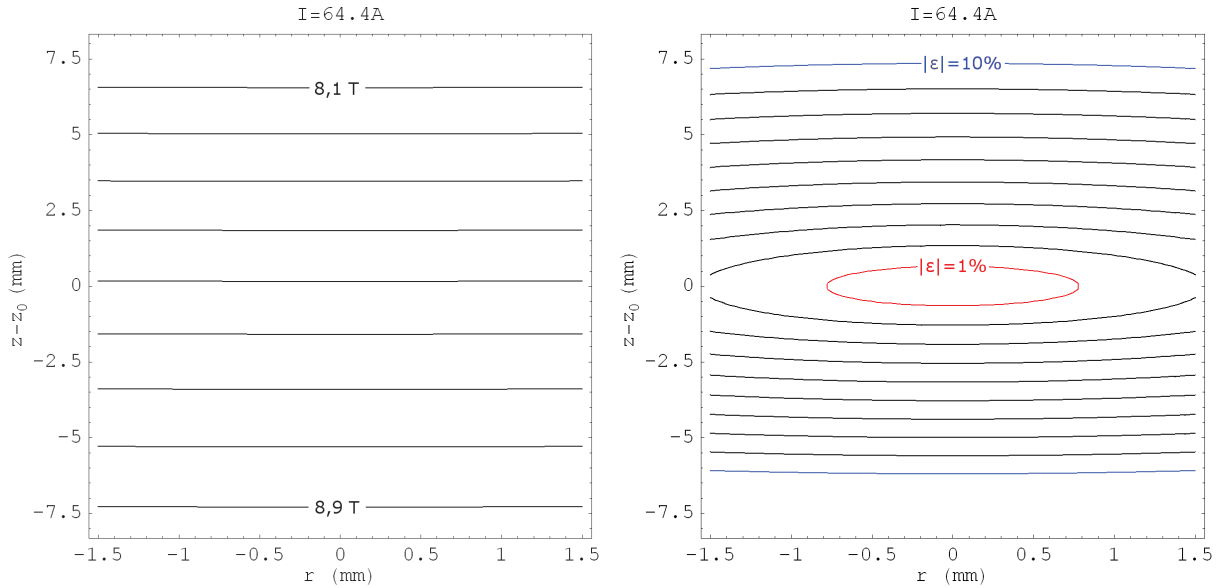


FIGURE 2.13 – HYLDE : Champ d'induction magnétique (à gauche) et champ de gravité résiduelle (à droite) dans la cellule.

sert de source froide. Des résistances chauffantes dont la puissance est fournie par les régulateurs de type PID ⁴ servent de sources chaudes (tableau 2.2). Cette combinaison de source froide et de source chaude permet la régulation thermique.

Lorsqu'on mesure une température à l'aide d'un thermomètre, on effectue en réalité une mesure de résistance contenue dans celui-ci. La régulation PID s'effectue par la comparaison entre la résistance mesurée et la résistance de consigne correspondant à la température que l'on souhaite atteindre. Le régulateur mesure en temps réel la différence de valeur de résistance et ajuste la puissance de chauffage en fonction de celle-ci : plus la différence est importante, plus la puissance délivrée par le régulateur est grande, afin de réduire cette différence. Les paramètres de proportionnalité (P), d'intégration (I) et de dérivation (D) permettent de modifier le comportement du régulateur en influant sur la rapidité, la stabilité et la précision de la régulation (par rapport à la température de consigne).

Pour le haut de la cellule, le refroidissement est réalisé par conduction dans les fils d'alimentation électriques en cuivre.

Régulation	Base	Tête
Thermomètre	CERNOX CX-1070-LR	CERNOX CX-1080-LR
Résistance chauffante ⁵	51,3 Ω	101,9 Ω
Régulateur	LR700	RNBT

TABLE 2.2 – Caractéristiques de la régulation en température.

Les régulateurs permettent d'atteindre une température avec une précision de ± 1 mK. Pour nos expériences, une précision de ± 10 mK est suffisante. La puissance maximale injectée pour la régulation est de l'ordre de 0,5 W.

2.2.4.3 Observation de la cellule

Les observations s'effectuent par transmission à travers la cellule. Les indices de réfraction du liquide et de la vapeur étant différents, on observe facilement l'interface liquide-vapeur (la bulle) (figure 2.14).

L'instabilité radiale de la bulle dans l'hydrogène, démontrée dans la section 1.2, est illustrée par la figure 2.14. À gauche, bien que la cellule soit centrée au niveau de l'axe magnétique de la bobine, la bulle est collée contre la paroi de la cellule. À droite, le même phénomène existe : la bulle est en réalité plaquée contre la paroi arrière de la cellule.

2.2.5 Fonctionnement

2.2.5.1 Automatisation – Régulation

Le fonctionnement de HYLDE est principalement manuel, en particulier pour le refroidissement de la bobine. Quelques fonctions automatisées assurent la régulation thermique de la cellule.

4. Proportionnel Intégral Dérivé.

5. Une deuxième résistance de 120 Ω environ est située sur la base de la cellule. Elle est alimentée par une source de tension stabilisée. L'association de ces deux résistances permet de limiter la puissance délivrée par le régulateur LR700 afin d'améliorer la stabilité.

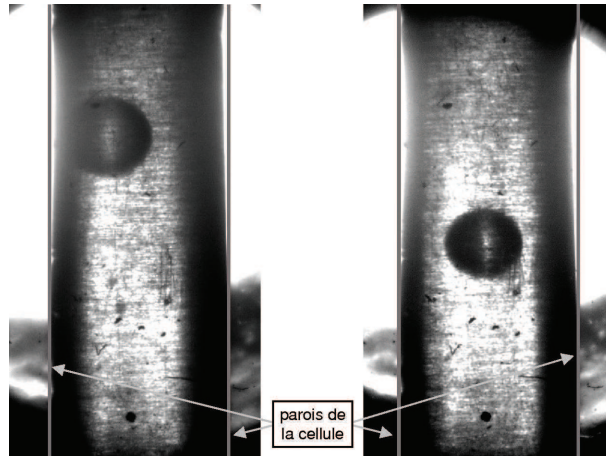


FIGURE 2.14 – Observation de la bulle d’hydrogène.

La présence de fonctions entrée-sortie permet le pilotage de ces automates par l’intermédiaire d’un ordinateur. Une fonction manuelle d’enregistrement des données sur ordinateur est également possible.

2.2.5.2 Déroulement d’une campagne de mesure

Dans un premier temps, les tests de fuite habituels en cryogénie sont effectués sur l’anticryostat et la cellule. Il faut que la cellule et son système de remplissage soient parfaitement étanches, tout comme l’anticryostat. Dans le cas contraire, les expériences ne pourraient avoir lieu et la sécurité de l’installation serait compromise.

Lorsque l’étanchéité est vérifiée, l’anticryostat est inséré dans le cryostat. Les connexions électriques et les circuits fluides sont mis en place. L’anticryostat est alors mis sous vide primaire, puis secondaire, à l’aide d’une pompe turbomoléculaire. Le cryostat et la cellule sont rincés à l’hélium trois fois, puis maintenus sous hélium gazeux à une pression légèrement supérieure à la pression atmosphérique. Cette condition doit être vérifiée en permanence pendant le refroidissement pour ne pas permettre l’intrusion d’air à l’intérieur de l’installation. La vanne qui assure la communication entre le cryostat et le circuit de récupération d’hélium est donc fermée.

Lorsque le vide secondaire est atteint dans l’anticryostat (au bout de deux heures environ), le refroidissement peut commencer. La garde d’azote liquide du cryostat est remplie par transfert liquide depuis un vase de 200 L. La mise en froid jusqu’à 80 K dure une douzaine d’heures environ : cette étape du refroidissement est donc effectuée la nuit.

Le lendemain, la température de la bobine est aux alentours de 80 K (sauf éventuel problème de mise en froid). Le fonctionnement autonome de l’écran d’azote est maintenu en permanence. Le remplissage de l’hélium liquide peut alors commencer. La vanne du circuit de récupération d’hélium est ouverte à ce moment-là. L’hélium est transvasé sous forme liquide depuis un vase de 100 L. Le vase est légèrement pressurisé par de l’hélium gazeux issu d’une bouteille de gaz comprimé. La température de la bobine diminue alors jusqu’à 4,2 K, température correspondant à l’immersion complète de la bobine dans l’hélium liquide. La durée de ce second refroidissement dépend du débit d’hélium imposé par la pressurisation et dure environ 2 h.

Puis, le bain Roubeau est activé et la température de la bobine atteint finalement 2,17 K après un fonctionnement du bain pendant 3 h.

Le courant dans la bobine peut être mis en place jusqu'à 30 A dès que la bobine est à 4,2 K, avec une rampe maximale de $0,055 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$. Mais il faut attendre que sa température soit égale à 2,17 K pour que le courant puisse atteindre 64,4 A, courant correspondant à la compensation magnétique de la gravité dans l'hydrogène. Cette fois, la rampe maximale de courant est de $0,028 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$, pour ne pas provoquer de quench de la bobine.

Pour remplir la cellule, il suffit alors de chauffer la vanne thermique au delà du point triple de l'hydrogène et de paramétrer les régulations de température des brides de la cellule selon la température souhaitée. Le remplissage s'effectue par condensation de l'hydrogène issu d'une bouteille de gaz comprimé, dont la pureté dépasse 99,9995 %.

Lorsque la cellule est correctement remplie, la puissance de chauffage est coupée dans la vanne thermique afin que celle-ci se ferme.

2.3 OLGA : Oxygen Low Gravity Apparatus

La mise en service de l'installation OLGA a été initiée en 2004. Elle résulte de la récupération d'une bobine supraconductrice en niobium-titane et de son cryostat conçus en 1978 pour la caractérisation des amenées de courant de l'installation Tore Supra à Cadarache. Au vu des résultats intéressants obtenus avec l'installation HYLDE et étant tout à fait compatible avec la compensation magnétique de la gravité dans l'oxygène, cette bobine a été revalorisée pour l'étude de l'oxygène en microgravité (figure 2.15 et figure 2.16).

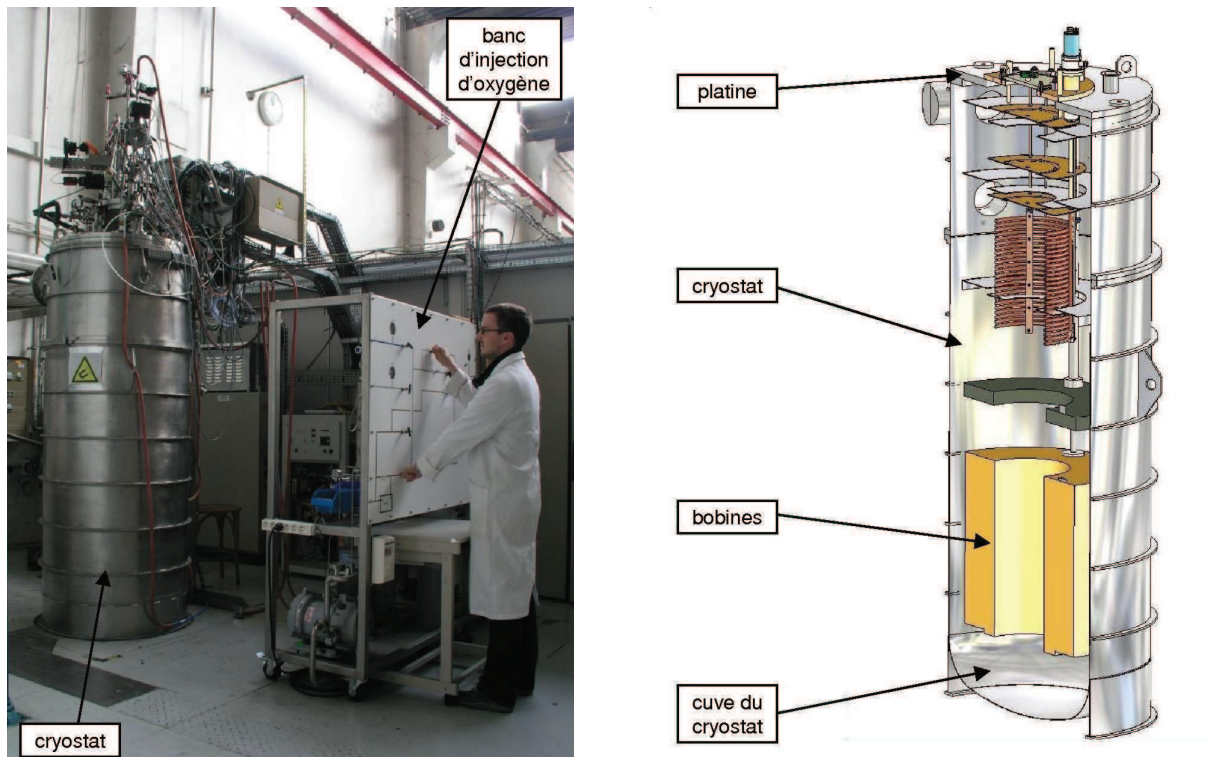


FIGURE 2.15 – Photographie (à gauche) et schéma en coupe (à droite) de l'installation OLGA.

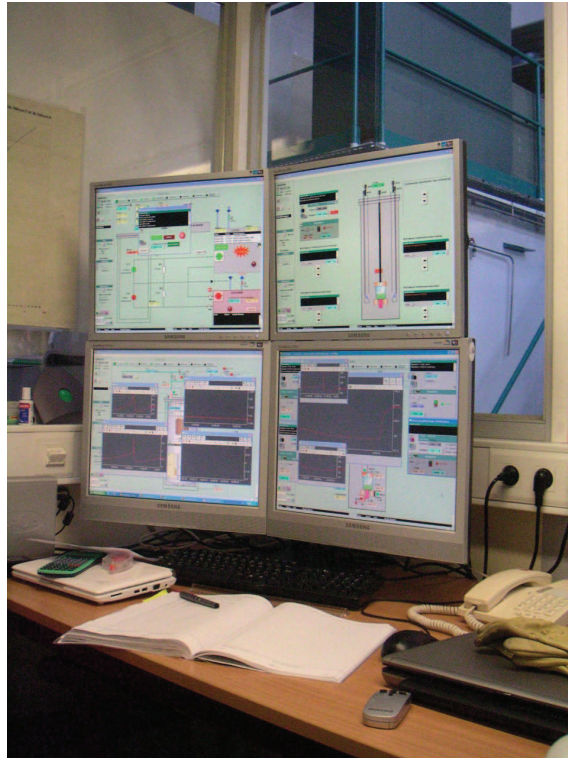


FIGURE 2.16 – Photographie de la salle de supervision.

2.3.1 Cryostat

Le cryostat est en acier inoxydable (304L) et possède un écran en cuivre refroidi à l'azote liquide à 77 K. Contrairement à l'installation HYLDE, l'écran thermique à 77 K ne permet pas d'assurer une mise en froid suffisante de la bobine (la température d'équilibre alors atteinte par la bobine est de 140 K environ). Un échangeur en cuivre en forme de serpentín dans lequel circule de l'azote liquide à pression atmosphérique a été ajouté. L'échange de chaleur s'effectue par convection naturelle de l'hélium gazeux contenu dans le cryostat pendant la mise en froid entre l'échangeur et la bobine. Cet échangeur thermique est associé à une boucle de régulation de température.

L'action du serpentín, combinée à l'action de l'écran à 77 K, assure la mise en froid de la bobine depuis la température ambiante, jusqu'à une température d'équilibre de l'ordre de 90 K.

Lorsque cette température est atteinte, la mise en froid à 4,2 K peut être effectuée. L'hélium est versé au fond du cryostat et assure le refroidissement de la bobine par dissipation de sa chaleur latente. Dès que le fond du cryostat est à 4,2 K, l'hélium commence à remplir le cryostat. La bobine finit par atteindre la même température au fur et à mesure qu'elle se retrouve immergée dans le bain.

Le cryostat était équipé à l'origine d'un bain Claudet. Son principe est peu différent du bain Roubeau expliqué précédemment. En effet, une plaque (appelée plaque T_λ) est ajoutée à l'installation. Elle permet de mettre en place le gradient thermique entre la partie supérieure du bain à 4,2 K située au-dessus de la plaque et la partie inférieure du bain à 1,8 K située au-dessous de la plaque. La bobine située sous la plaque atteint donc une température de 1,8 K.

Pour la compensation magnétique de l'oxygène, la bobine n'a pas besoin d'être refroidie à cette température. En effet, à 4,2 K, l'induction magnétique maximale, de l'ordre de 1,5 T, est largement suffisante. Le bain Claudet n'est donc plus nécessaire aujourd'hui et a été supprimé.

La bobine fonctionne ainsi en étant uniquement refroidie à 4,2 K, ce qui a l'avantage de simplifier la mise en œuvre de l'installation et de réduire la consommation d'hélium.

2.3.2 Bobines

La bobine est en réalité composée de deux solénoïdes concentriques reliés en un point commun. Ils sont capables de générer un champ magnétique permettant de compenser l'oxygène. Pour l'étude des transferts thermiques en microgravité à basse et haute pression, la bobine externe sera utilisée seule (chapitres 5 et 6). La bobine interne, plus petite, sera utilisée dans le cadre de la simulation de variations rapides de gravité en combinaison avec la bobine externe (section 3.3), car elle ne permet pas de compenser la gravité seule.

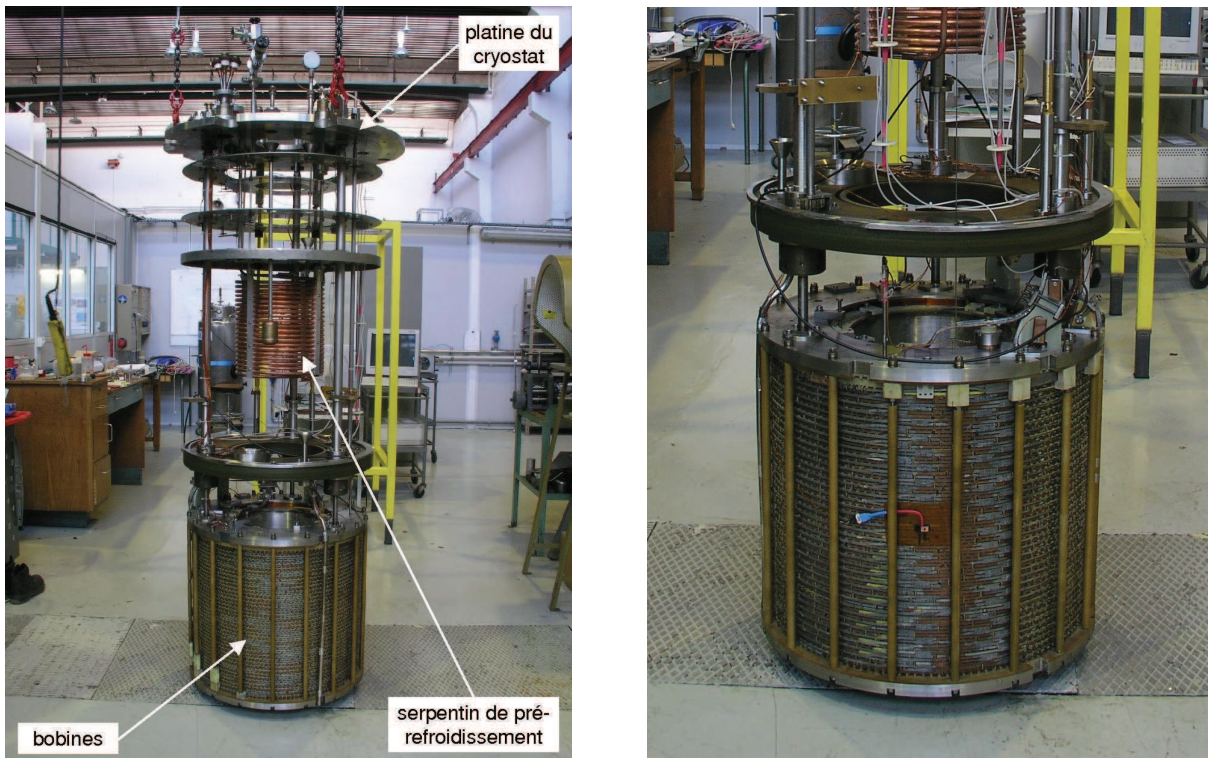


FIGURE 2.17 – Photographie des bobines d'OLGA (vue d'ensemble et détail).

2.3.2.1 Bobine externe

Cette bobine était conçue pour supporter un courant critique de 1000 A à 1,8 K, grâce à l'emploi du bain Claudet. Les dimensions de la bobine externe sont : 414 mm de diamètre intérieur, 650 mm de diamètre extérieur et 555 mm de hauteur. La bobine externe comporte environ 3996 spires. Faute de plan précis de la bobine, cette valeur est approximative. Le dénombrement des spires fera l'objet d'une étude plus approfondie au paragraphe 3.1.

2.3.2.2 Bobine interne

La bobine interne a les dimensions suivantes : 336 mm de diamètre intérieur, 406 mm de diamètre extérieur et 570 mm de hauteur. La bobine interne est décalée de 7,5 mm vers le bas par rapport à la bobine externe (décalage mesuré entre les plans horizontaux de symétrie des bobines). La bobine interne comporte 990 spires. Le courant maximum que pouvait supporter la bobine interne était de 600 A à 1,8 K.

2.3.2.3 Amenées de courant

Les amenées de courant assurent la connexion entre les alimentations électriques et les bobines. Afin de réduire la consommation d'hélium, de nouvelles amenées de courant ont été mises en place. Elles ont été conçues pour supporter un courant maximal de l'ordre de 300 A. Pour les besoins des expériences, le courant a dû être imposé à 325 A : aucun problème n'a été détecté au niveau des amenées. Cette dernière valeur est donc le courant maximal qui peut circuler dans les bobines dorénavant.

2.3.2.4 Alimentations électriques

Deux alimentations sont disponibles. La première, mise au point par le CERN, peut fournir un courant stabilisé maximal de 325 A. Elle est connectée à la bobine externe pour les expériences d'ébullition sous gravité variable. La bobine interne n'est pas alimentée dans ce cas et est en court-circuit avec sa résistance de décharge.

La seconde, mise au point par l'entreprise BOUHNİK, peut fournir un courant stabilisé maximal de 300 A. Elle a été mise au point pour effectuer des variations rapides d'accélération magnétique, permettant d'étudier l'hydrodynamique de l'oxygène. Dans cette configuration, elle est connectée à la bobine externe, tandis que l'alimentation CERN est connectée à la bobine interne. La masse électrique des alimentations est alors située au niveau du point commun des deux solénoïdes.

2.3.2.5 Champ de compensation

Les caractéristiques du champ magnétique au courant de compensation de l'oxygène à 90,1 K sont présentées sur la figure 2.18.

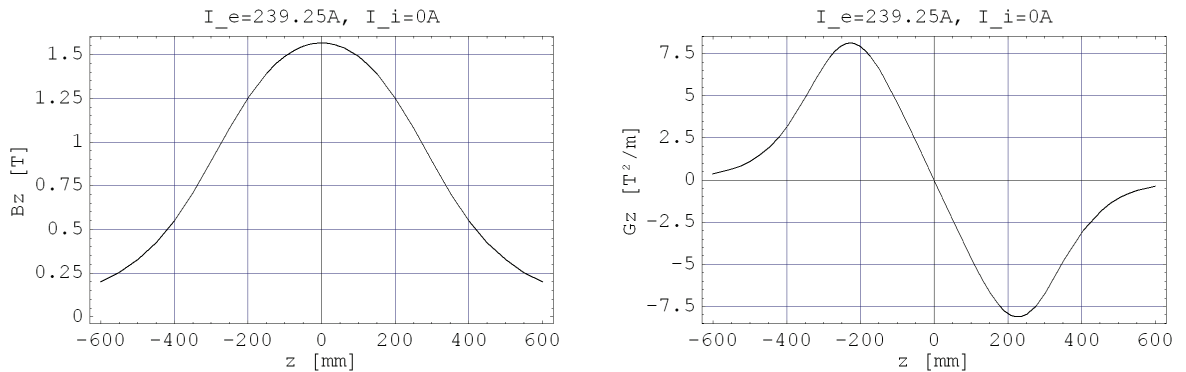


FIGURE 2.18 – OLGA : Champ magnétique axial $B_z(\text{T})$ (à gauche) et compensation axiale $G_z(\text{T}^2 \cdot \text{m}^{-1})$ (à droite).

De la même manière que pour l'hydrogène, il est possible de tracer le volume correspondant à un niveau de compensation donné. La figure 2.19 montre par exemple le cas de la compensation de l'oxygène à 90,1 K.

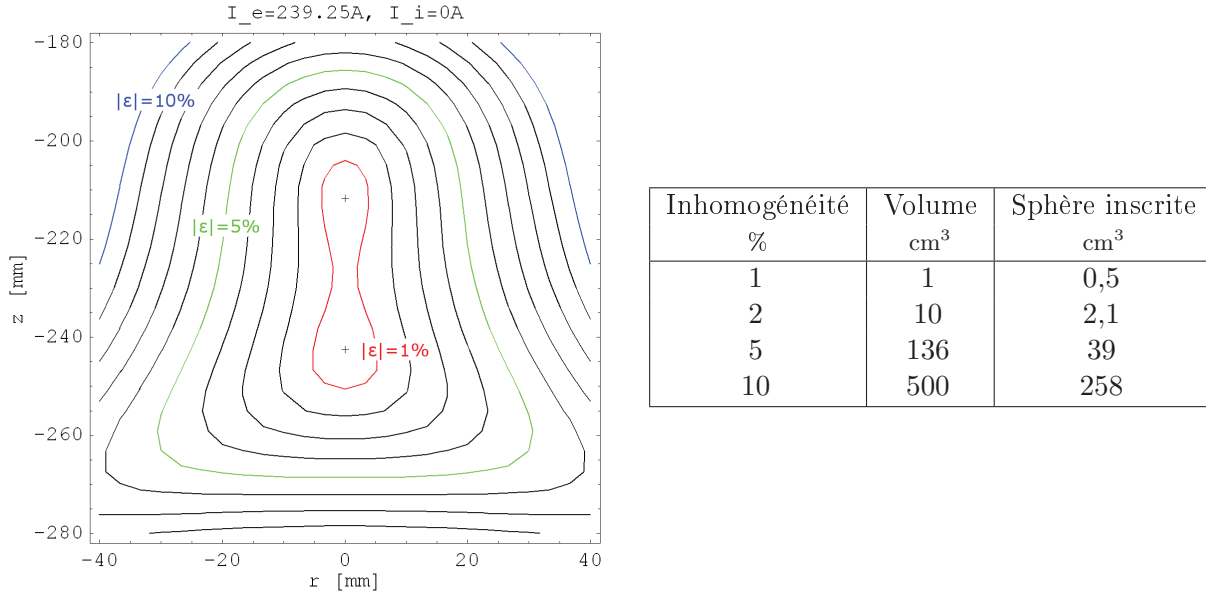


FIGURE 2.19 – OLGA : correspondance volume – niveau de gravité résiduelle ($z_0 = -243,2$ mm).

2.3.3 Anticryostat

L'anticryostat est réalisé en acier inoxydable (de nuance 304L). Ses dimensions sont 2318 mm de hauteur et 189 mm de diamètre. Son volume interne de 430 L environ est maintenu sous vide secondaire dynamique (10^{-5} mbar).

La partie latérale (jupe) a été formée par chaudronnerie. Pour limiter les apports de chaleur par conduction dans le métal, la jupe a une épaisseur de 1 mm seulement. En raison de cette faible épaisseur et de sa longueur conséquente (2,5 m), elle est équipée de galons de renfort pour ne pas s'écraser lors de la mise sous vide de l'anticryostat. Son extrémité supérieure est fermée par une platine. L'étanchéité est assurée par la présence d'un joint torique en élastomère. Son extrémité inférieure est fermée par une bride dont l'étanchéité est réalisée par un joint en indium.

La platine supérieure de l'anticryostat a plusieurs fonctions (figure 2.20). D'une part, elle supporte mécaniquement l'ensemble des éléments insérés dans l'anticryostat, à savoir : les endoscopes, la cellule et sa connectique. D'autre part, elle assure l'interface étanche entre l'intérieur et l'extérieur de l'anticryostat. Pour les éléments électriques, des prises Jaeger permettent une ergonomie aisée lors de la maintenance de l'installation (modification de cellule par exemple). Pour les éléments fluidiques, les tuyaux soudés sur la platine sont munis de raccords.

L'anticryostat peut se déplacer par rapport au cryostat grâce à un soufflet métallique. Il permet de placer précisément la cellule dans le champ de compensation. Le réglage est possible sur une hauteur de 200 mm, actionné par un moteur pas à pas commandé. Le déplacement de l'anticryostat par rapport au cryostat est mesuré à l'aide d'un enrouleur à câble à sortie potentiométrique (SCAIME MT2A).

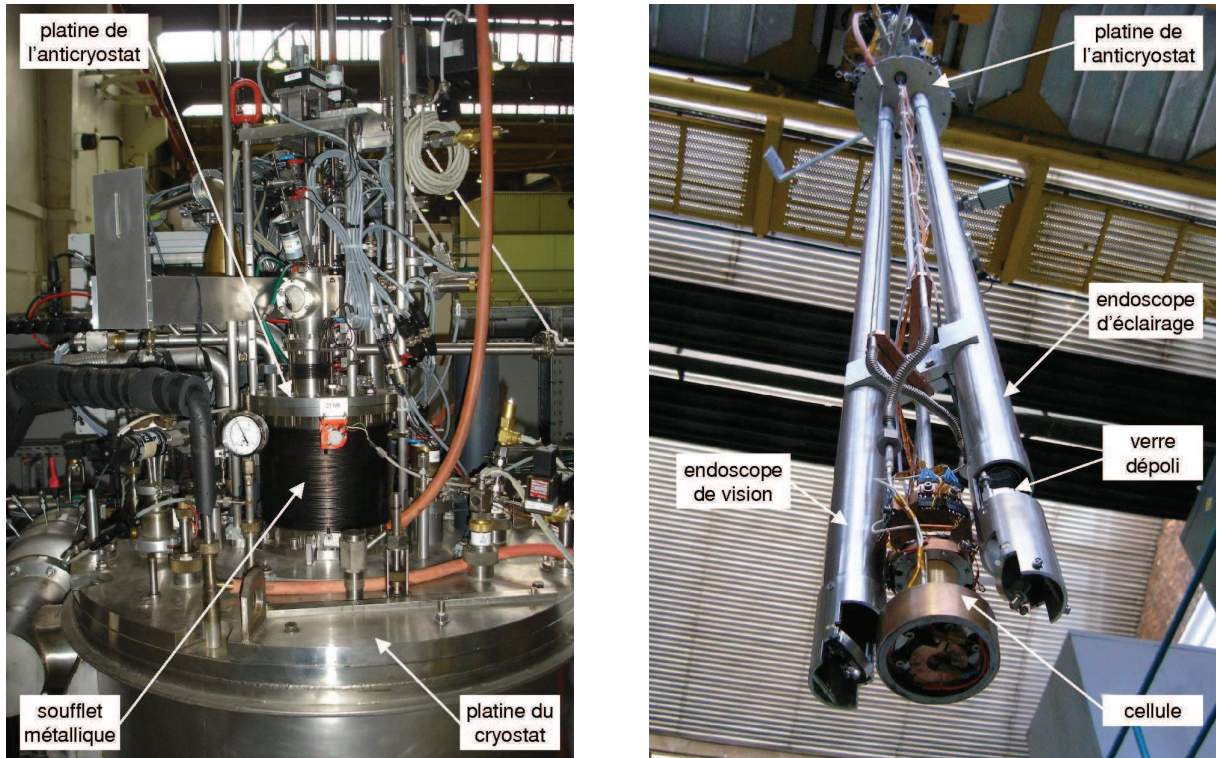


FIGURE 2.20 – Platine de l'anticryostat : vue de dessus (à gauche) et vue de dessous (à droite).

Un joint épais en élastomère (de 20 mm d'épaisseur) assure un centrage de la cellule dans le champ de compensation avec précision. En effet, en comprimant le joint de manière inhomogène lors de son serrage, on bénéficie de deux degrés de liberté supplémentaires en rotation. La grande dimension de l'anticryostat offre donc la possibilité de d'ajuster la position de la cellule dans un plan perpendiculaire à la verticale.

La présence de soufflets métalliques autorise le déplacement vertical des endoscopes par rapport à l'anticryostat (sur une course de 70 mm). Les endoscopes peuvent se déplacer indépendamment l'un par rapport à l'autre. Leur mouvement est effectué par des moteurs pas à pas contrôlés depuis l'ordinateur de supervision (figure 2.21).

Des miroirs orientables ont été installés à l'extrémité des endoscopes. Leur pivotement est assuré par un câble tiré par un moteur pas à pas. Le câble court le long de l'endoscope. Un ressort de rappel récupère l'effort de frottement lié à la longueur du câble et permet au miroir de tourner dans l'autre sens lorsque la tension du moteur est relâchée. Chacun des deux endoscopes possède un moteur pour le pivotement de son miroir. L'endoscope d'éclairage est équipé d'un verre dépoli amovible situé dans sa partie basse, entre le jeu de lentilles et le miroir d'éclairage pivotant. Il permet de passer d'un mode d'éclairage parallèle à un mode d'éclairage diffus. Il est rétractable en actionnant une manette qui le relie par une tige et qui est située sur la platine de l'anticryostat.

Le diamètre interne des endoscopes D_{endo} est de 40 mm et leur longueur L_{endo} est d'environ 2 m. Ainsi, d'après les équations 2.1 et 2.2, pour une longueur d'onde λ_l comprise entre 400 nm et 800 nm, la taille maximale des détails observables est de l'ordre de 25 - 50 μm .

La cellule est suspendue à la platine de l'anticryostat. Une pièce de centrage assure l'alignement de la cellule avec les endoscopes. Au niveau de la bride basse de l'anticryostat, des tiges filetées

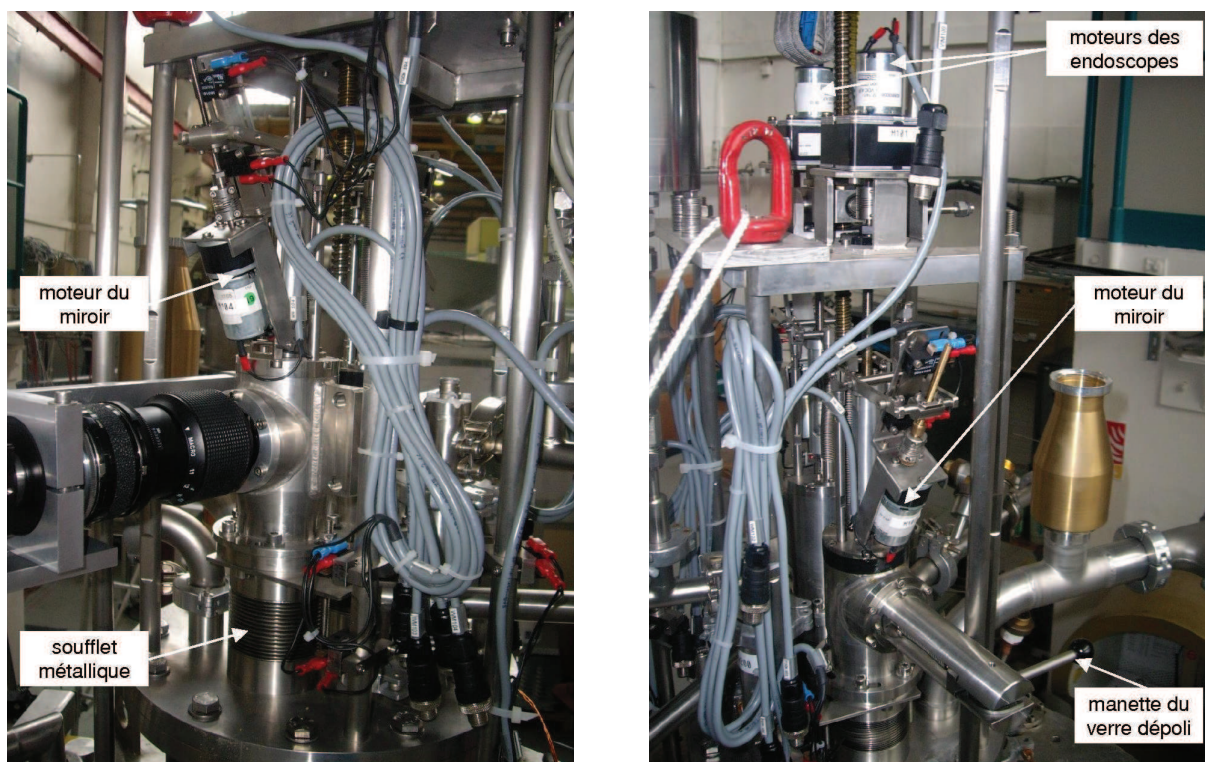


FIGURE 2.21 – Détails de la partie supérieure des endoscopes : endoscope de vision (à gauche) et endoscope d'éclairage (à droite).

en verre époxy maintiennent la cellule en position centrale. La conduction thermique entre la cellule et le bain d'hélium y est donc limitée.

2.3.4 Cellule expérimentale pour les expériences à basse pression (OLGA)

La cellule expérimentale est un tube en saphir de 30 mm de diamètre interne et de 34 mm de diamètre externe. Le cylindre est fermé à ses deux extrémités par des brides en cuivre (figure 2.22). Deux longueurs de cylindre sont disponibles : 50 mm et 100 mm (figure 2.23).

Les dimensions internes de la cellule sont : 30 mm de diamètre et 36 mm de hauteur pour la version 50 mm ; 30 mm de diamètre et 86 mm de hauteur pour la version 100 mm. Les volumes internes sont donc respectivement de 25 cm³ et 61 cm³.

Le cuivre réagit avec l'oxygène : il s'oxyde très facilement. Toutes les pièces fabriquées en cuivre et susceptibles d'être en contact avec l'oxygène ont donc été recouvertes par un dépôt électrochimique d'or (figure 2.24). Comme il n'adhère pas directement sur le cuivre une couche de nickel est intercalée. L'épaisseur de la couche d'or atteint 35 µm et celle de nickel 85 µm. L'étanchéité cuivre/saphir est réalisée par un joint indium. La cellule est dimensionnée pour résister à une pression maximale de 5 bar. Deux tirants verticaux en acier inoxydable renforcent la cohésion mécanique de la cellule. L'ensemble des pièces mécaniques de maintien sont en acier inoxydable.

L'oxygène peut réagir très vigoureusement avec la matière organique, qui est présente dans les joints en élastomère ou dans la graisse à vide. Par conséquent, le circuit d'alimentation en

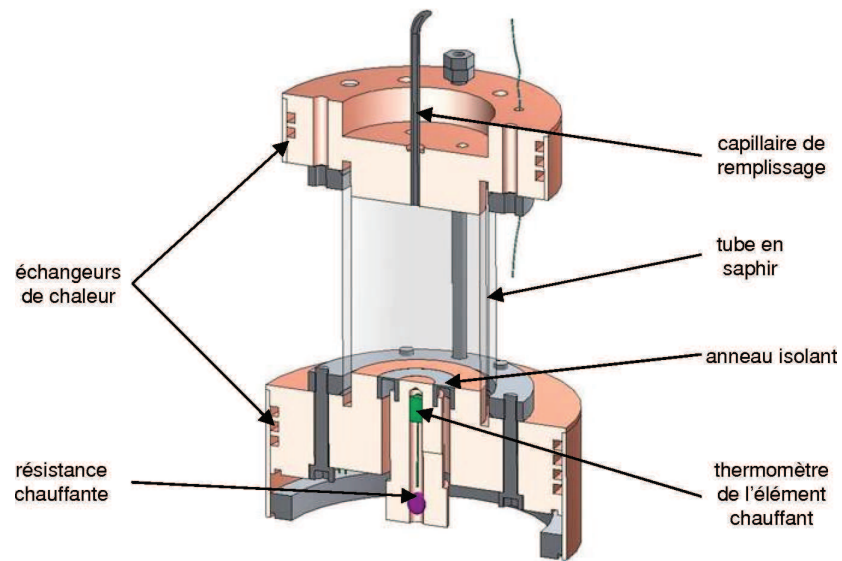


FIGURE 2.22 – Schéma de la cellule pour l'étude de l'oxygène à basse pression.

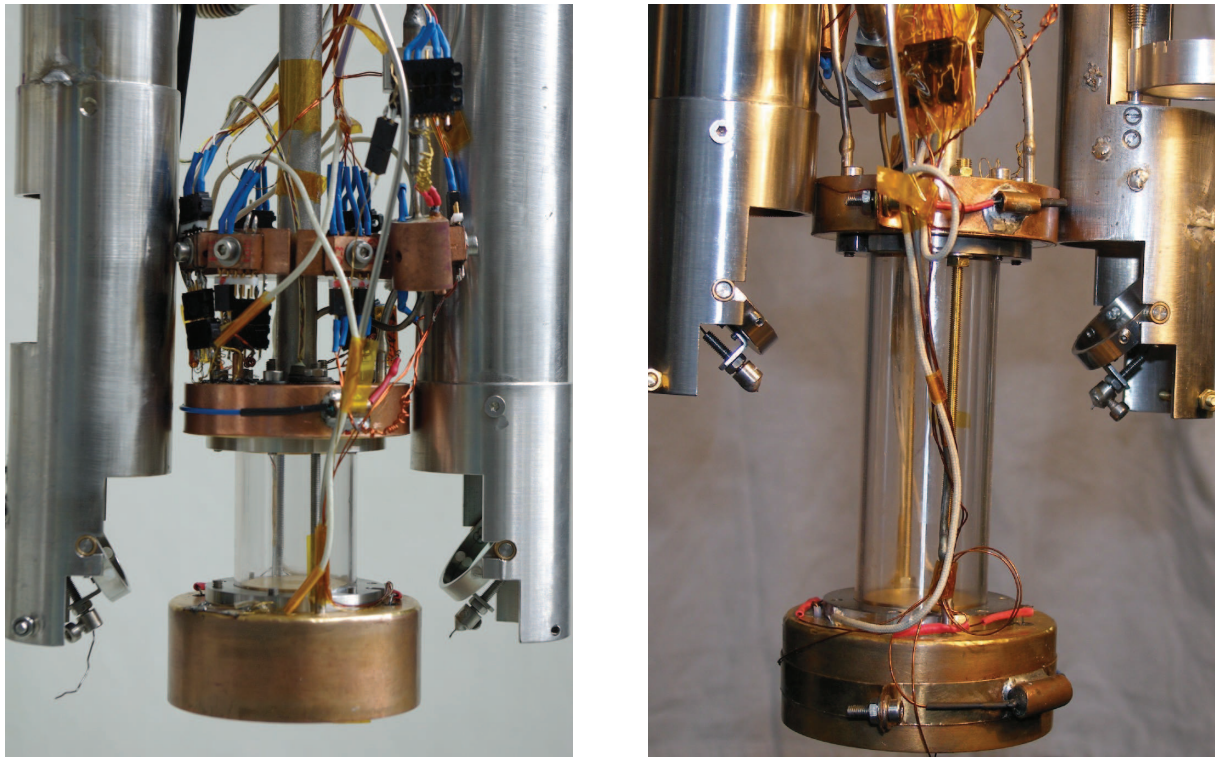


FIGURE 2.23 – Cellule à basse pression de longueur 50 mm (à gauche) et 100 mm (à droite).

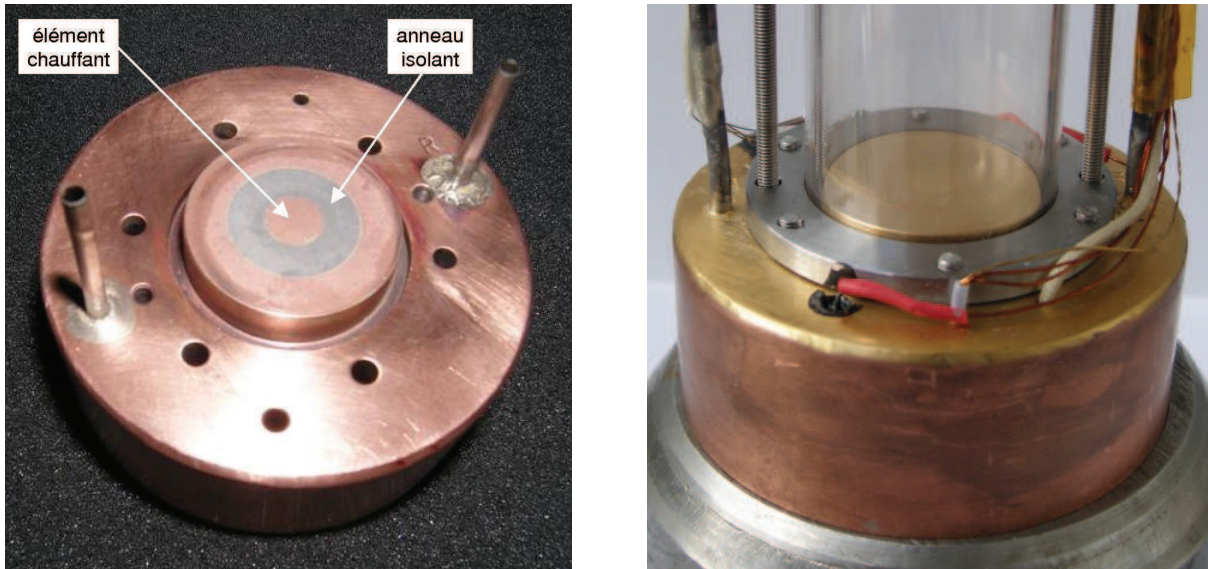


FIGURE 2.24 – Bride basse de la cellule : avant dorure (à gauche) et après dorure (à droite).

oxygène est dépourvu de ces éléments. Les raccords sont notamment étanchéifiés par des joints kénol métalliques (coupelle en aluminium).

2.3.4.1 Champ de compensation

L'allure du champ d'induction magnétique et de compensation dans la cellule est donnée sur la figure 2.25 pour la version 50 mm et sur la figure 2.26 pour la version 100 mm.

Dans la configuration présentée, la position du point stable est située à 10 cm de l'élément chauffant. Le niveau d'inhomogénéité obtenu dans la cellule 50 mm est inférieur à 4 % et à 7 % dans la cellule 100 mm.

2.3.4.2 Régulation de température

Des échangeurs de chaleur ont été usinés dans chacune des brides (figure 2.22). Il sont parcourus par de l'hélium gazeux prélevé d'un vase de 100 L d'hélium liquide. L'hélium est transféré par un siphon gaz⁶ et assure l'apport de frigories au niveau des brides. Le débit total d'hélium (pour les deux brides) est imposé par l'opérateur et contrôlé par une vanne proportionnelle reliée à un automate de régulation. Le débit d'hélium est divisé en deux à proximité de la cellule pour parcourir les deux brides. Un diaphragme a été installé empiriquement sur le circuit du bas pour créer une perte de charge et orienter la majorité du débit vers la bride haute.

Le refroidissement n'est pas effectué par conduction thermique depuis le bain d'hélium comme pour HYLDE. En effet, les puissances dissipées dans la cellule étant plus importantes, il est préférable de découpler le refroidissement de la cellule du bain d'hélium pour optimiser la durée de vie du bain.

6. À l'inverse des siphons liquides, où l'hélium est transféré sous phase liquide, les siphons gaz assurent un transfert de l'hélium sous phase gazeuse. L'hélium est évaporé à l'entrée du siphon avant d'être transféré.

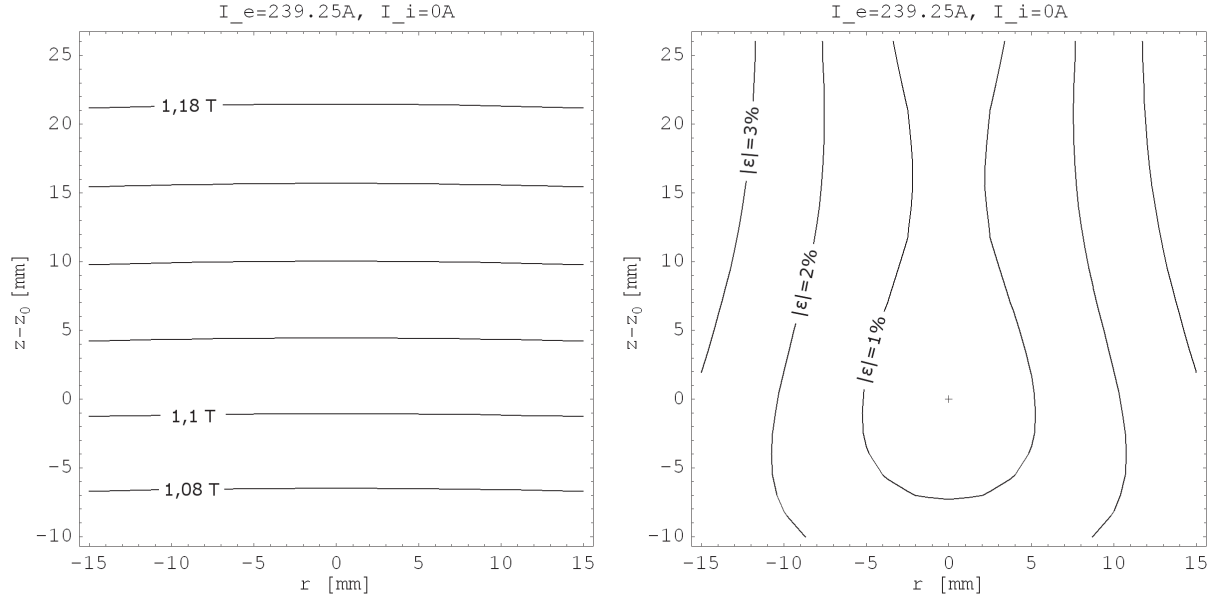


FIGURE 2.25 – OLGA : Champ d'induction magnétique (à gauche) et champ de gravité résiduelle (à droite) dans la cellule 50 mm.

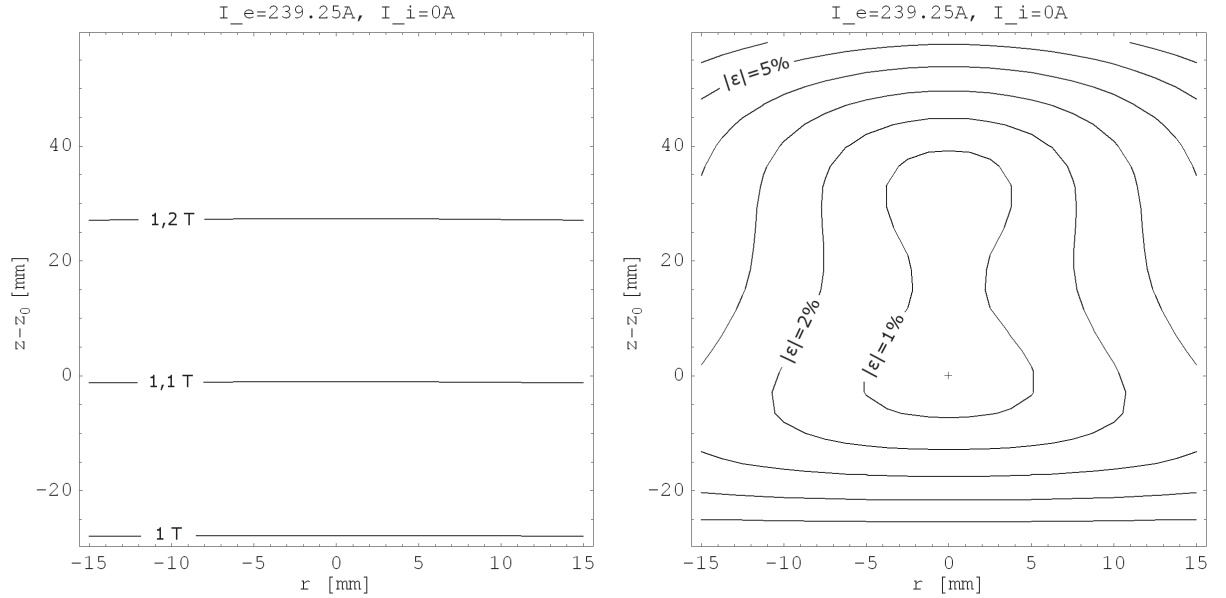


FIGURE 2.26 – OLGA : Champ d'induction magnétique (à gauche) et champ de gravité résiduelle (à droite) dans la cellule 100 mm.

Des résistances chauffantes de $100\ \Omega$ sont installées sur le pourtour des échangeurs. Des thermomètres mesurent en temps réel la température de chacun des échangeurs. Deux automates permettent de réguler la température des échangeurs indépendamment. Les thermomètres ont une précision affichée de $0,01\ \text{K}$. La régulation est du type PID. Les alimentations régulées peuvent dissiper jusqu'à $40\ \text{W}$ dans chacune des brides.

2.3.4.3 Application d'un flux de chaleur

Au niveau de la bride basse, une pièce en cuivre dans laquelle est insérée une résistance chauffante assure le rôle d'élément chauffant pour l'application du flux de chaleur dans le fluide contenu dans la cellule (figure 2.22). Sa surface utile est de $0,5\ \text{cm}^2$. L'élément chauffant est isolé par une pièce annulaire en acier inoxydable d'une épaisseur de $0,3\ \text{mm}$. L'anneau est fixé au cuivre par une brasure argent qui assure l'étanchéité de la cellule au niveau de l'élément chauffant.

Une alimentation de $20\ \text{W}$ permet d'atteindre une densité de flux de chaleur de $40\ \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Le flux critique dans l'oxygène à pression atmosphérique étant de $34\ \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$, cette puissance est suffisante pour tracer une courbe d'ébullition complète.

2.3.4.4 Observation de la cellule

La mobilité des endoscopes et des miroirs offre de multiples possibilités d'observation. La figure 2.27 montre deux exemples d'observation de la cellule.

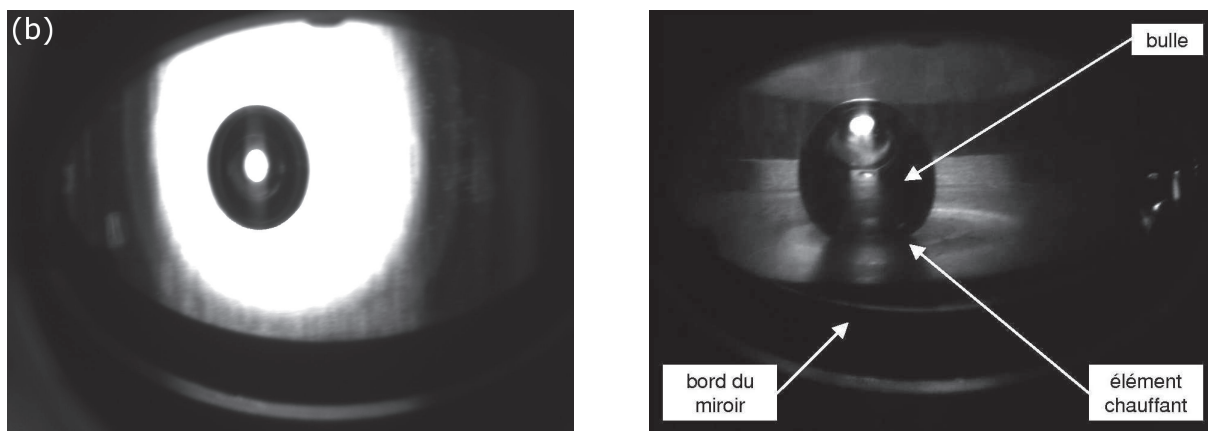


FIGURE 2.27 – Images de la cellule par observation par transmission : vue droite d'une bulle en suspension dans le liquide (à gauche) ; vue en plongée d'une bulle placée sur l'élément chauffant (à droite).

Sur l'image de gauche, les miroirs des endoscopes sont inclinés à 45° par rapport à l'élément chauffant : la bulle est observée selon une direction horizontale. Sur l'image de droite, l'inclinaison du miroir de l'endoscope d'observation par rapport à l'élément chauffant est plus importante : la bulle est observée en plongée.

La forme non-sphérique de la bulle est due à l'instabilité de Cowley-Rosensweig dans l'oxygène (voir section 1.2).

2.3.5 Cellule expérimentale pour les expériences à haute pression (OLGA)

L'objectif de cette cellule est la réalisation d'expériences d'ébullition à proximité du point critique de l'oxygène (154,58 K, 50,43 bar). Les expériences seront décrites dans le chapitre 6. La réalisation des expériences a nécessité la mise au point d'une cellule expérimentale entièrement nouvelle dédiée à l'étude des transferts thermiques près du point critique.

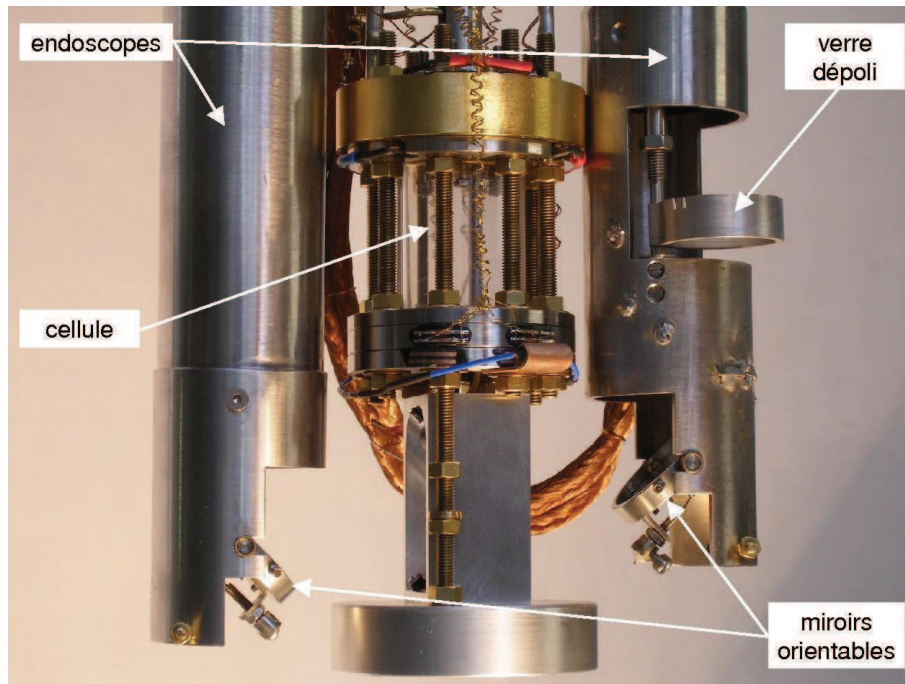


FIGURE 2.28 – Cellule 50 bar installée entre les endoscopes.

La cellule a été mise au point selon le cahier des charges suivant :

- sa configuration est similaire à celle des cellules mises au point au sein du service pour l'étude des transferts thermiques à basse pression en microgravité et dont la présentation vient d'être faite ;
- l'observation doit pouvoir s'effectuer aussi bien de profil (à travers la cellule) que par le dessous, à travers l'élément chauffant qui aura été sélectionné pour ses propriétés de transparence ;
- la cellule est dotée d'une vanne permettant de réaliser des expériences à masse volumique moyenne constante ;
- la tenue mécanique à la pression et l'étanchéité de la cellule doit être sans faille, une fuite serait préjudiciable pour les expériences.

La cellule est un cylindre de saphir creux (diamètre extérieur : 34 mm ; diamètre intérieur : 30 mm ; longueur : 50 mm) (figure 2.28). La partie supérieure de la cellule est quasiment identique à celle de la cellule basse pression présentée précédemment.

La partie basse de la cellule est fermée par un assemblage complexe de pièces mécaniques, comprenant en particulier un hublot en saphir (figure 2.29). Un dépôt résistif transparent est réalisé sur le hublot. Ce dépôt sert d'élément chauffant pour la réalisation des expériences d'ébullition. Le hublot et le dépôt étant transparents, il est possible d'observer les phénomènes à travers ces derniers (figure 2.30).

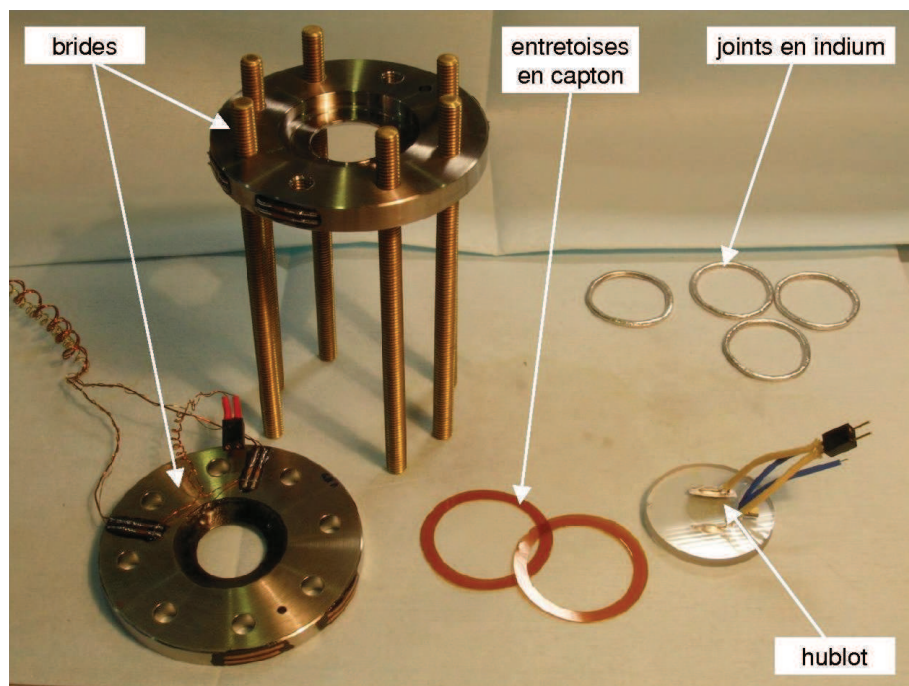


FIGURE 2.29 – Détail des pièces mécaniques pour l’assemblage de la partie basse de la cellule.

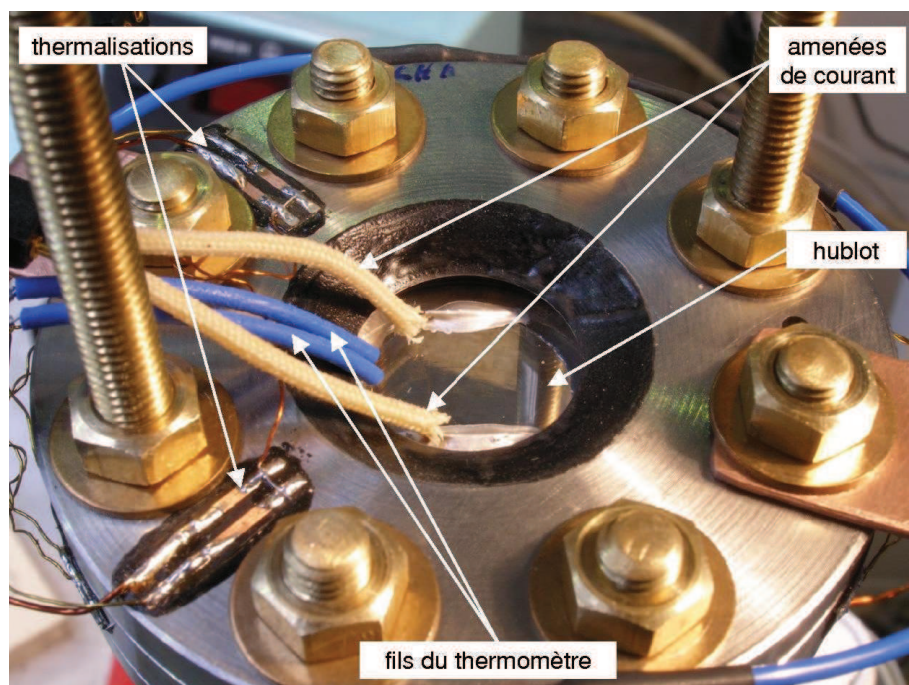


FIGURE 2.30 – Détail de la partie basse de la cellule après assemblage vue de l’extérieur.

L'ensemble des pièces mécaniques de maintien est en alliage de titane (TA6V). La cohésion mécanique de l'ensemble est réalisée par huit tiges filetées en laiton. L'étanchéité est assurée par des joints toriques en indium. L'assemblage de la partie basse de la cellule s'accompagne du fluage de l'indium (figure 2.31). L'indium est ébavuré avant la fermeture de la cellule.

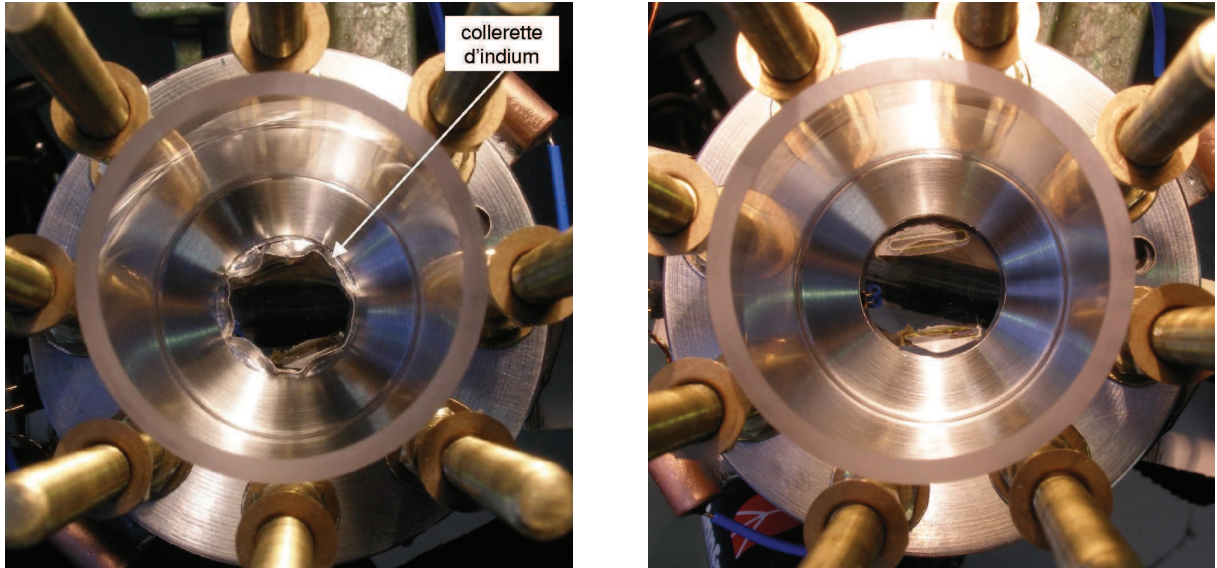


FIGURE 2.31 – Fluage de l'indium vu de l'intérieur de la cellule : avant ébavurage (à gauche) et après ébavurage (à droite).

Une vanne thermique située sur le circuit de remplissage en oxygène permet de fermer la cellule. Elle est refroidie par le bain d'hélium de la bobine par conduction dans une tresse en cuivre (figure 2.32). Elle s'ouvre lorsqu'un courant circule dans la résistance de chauffage fixée sur la vanne. Un thermomètre permet de mesurer la température de celle-ci en temps réel.

2.3.5.1 Dépôt résistif

Le dépôt a été réalisé par l'ICMCB⁷ (figure 2.33). Il s'agit d'un dépôt de SnO_2Sb . Son diamètre de 11,3 mm a été choisi pour satisfaire un compromis entre : une grande surface pour permettre une observation aisée ; une surface pas trop importante pour limiter la puissance apportée à l'élément chauffant. Deux électrodes en or ont été déposées en même temps que la surface résistive. La brasure sur l'or ou la soudure or-or sont difficiles à mettre en œuvre. Par conséquent, les deux fils en or de diamètre 0,15 mm qui jouent le rôle d'amenées de courant sont collés sur les électrodes par une colle époxy dopée à l'argent.

La limitation de la puissance injectable (5 W) est nécessaire pour ne pas détériorer les propriétés du dépôt. L'élément chauffant a une surface de chauffe de 1 cm^2 ; le flux de chaleur maximum imposable qui en résulte est de $5\text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. Les expériences se déroulant près du point critique de l'oxygène, le flux de chaleur nécessaire pour l'obtention du flux critique est donc réduit. Cette puissance est suffisante pour effectuer une large plage de mesure.

Le dépôt a une résistance mesurée de $92,3\ \Omega$ à température ambiante.

7. Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux.

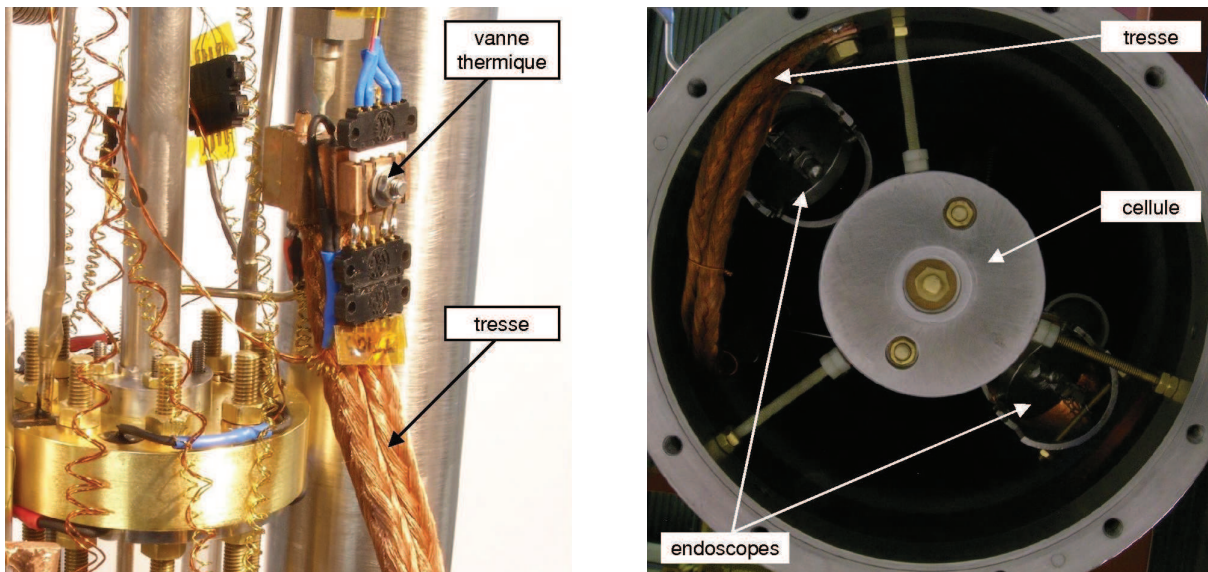


FIGURE 2.32 – À gauche : vanne thermique de la cellule équipée d'un thermomètre, d'une résistance chauffante et de la tresse assurant la fermeture de la vanne ; à droite : emplacement de l'extrémité opposée de la tresse sur le bas de l'anticryostat.

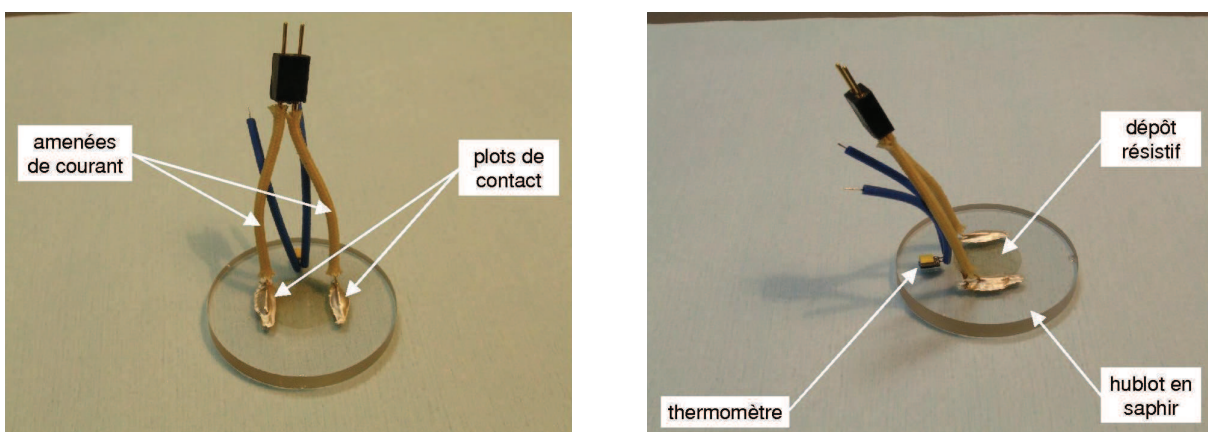


FIGURE 2.33 – Dépôt résistif doté de ses amenées de courant et du thermomètre.

2.3.5.2 Thermométrie

La cellule contient deux thermomètres dans la partie supérieure : l'un est situé en périphérie de la bride, à un rayon identique à celui des trous pour le passage des tiges filetées et l'autre est situé à proximité du centre de la bride, au plus près de l'intérieur de la cellule⁸ (figure 2.34).

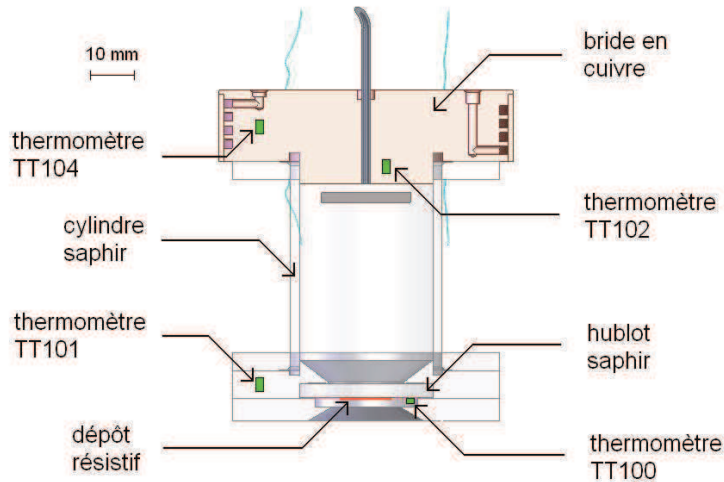


FIGURE 2.34 – Schéma de l'emplacement des thermomètres sur la cellule haute pression.

Un thermomètre est collé sur le hublot chauffant afin de mesurer la température de l'élément résistif. Enfin, un thermomètre est placé dans la bride basse de la cellule pour contrôler l'homogénéité de la température de la cellule.

2.3.5.3 Observation de la cellule

La cellule permet l'observation de deux manières différentes : de côté, par transmission à travers le cylindre en saphir (comme les deux cellules précédentes) et par dessous, à travers le hublot de l'élément chauffant (figure 2.35).

Le système d'observation existant permet la mise en œuvre immédiate de l'observation de côté (via les endoscopes). Pour réaliser le deuxième type d'observation, plusieurs miroirs ont été ajoutés. Le premier, situé juste sous la cellule, est un miroir semi-réfléchissant placé à 45° par rapport au flux lumineux incident. Il oriente les rayons lumineux vers l'intérieur de la cellule en passant par l'élément chauffant. Le deuxième, fixé sur l'échangeur haut de la cellule, renvoie en sens inverse les rayons lumineux l'atteignant. Ceux-ci passent une deuxième fois à travers l'élément chauffant, puis à travers le miroir semi-réfléchissant, sans être déviés cette fois. Le miroir le plus bas (miroir plein) renvoie la totalité des rayons lumineux restant vers l'endoscope de vision.

8. Le thermomètre central TT102 a été ajouté pour vérifier une éventuelle inhomogénéité de température dans la bride en cuivre. Il a été vérifié que le cuivre est un excellent conducteur thermique aux températures considérées : les deux thermomètres de la bride ont indiqué en permanence la même température, y compris lorsque la température de la bride a été modifiée.

Le flux lumineux aura subi deux fois l'effet du miroir semi-réfléchissant lors de l'observation de la cellule : l'intensité lumineuse qui parvient à la caméra est donc divisée par quatre par rapport au flux lumineux incident.

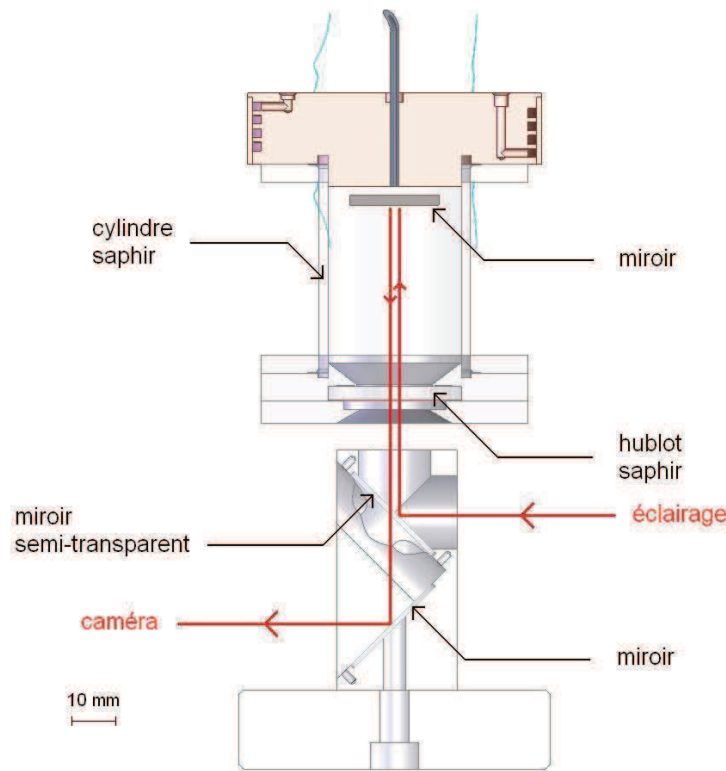


FIGURE 2.35 – Schéma de principe de l'observation à travers l'élément chauffant.

Un support mécanique spécifique a été conçu pour les miroirs situés en dehors de la cellule : il assure le maintien des miroirs de telle sorte que leurs plans soient perpendiculaires à tout instant (figure 2.36).

Le réglage optique lors du montage de la cellule est très important, puisque le faisceau de lumière incident qui traverse le hublot chauffant doit passer exactement par le même endroit. Si le positionnement des miroirs n'est pas parfait, les images récupérées par la caméra seront de mauvaise qualité. Dans le pire des cas, le faisceau de lumière peut ne plus atteindre l'endoscope de vision.

La figure 2.37 montre les deux types d'observation possibles. Sur l'image de gauche, des tirants verticaux avec écrou et rondelle assurant la tenue mécanique de la cellule sont visibles de part et d'autre de la bulle. En raison de la conception de la cellule, prévue pour résister à la pression interne importante en restant étanche, il n'est pas possible d'observer la bulle de manière rasante parallèlement à la surface de l'élément chauffant (comme dans la cellule à basse pression). Ceci explique pourquoi la bulle n'est pas entièrement visible sur cette figure.

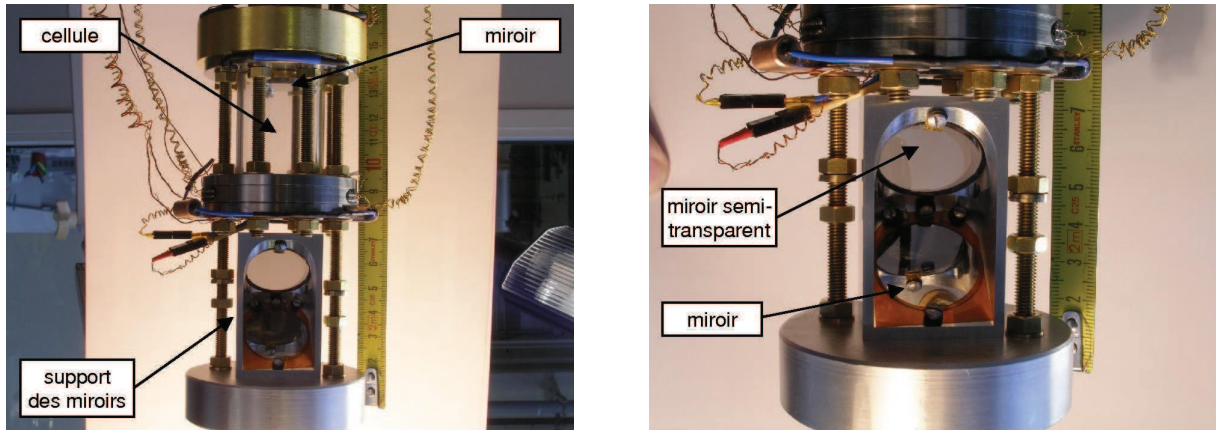


FIGURE 2.36 – Photographies des miroirs permettant l’observation à travers l’élément chauffant.

L’image de droite présente la même situation, mais cette fois en observant la cellule à travers l’élément chauffant. La partie visible est le hublot, entouré par les éléments opaques de la bride basse. Sur le hublot, on aperçoit en gris légèrement plus foncé l’élément chauffant de forme ronde et les deux amenées de courant opaques et de forme oblongue situées en haut et en bas. La tache opaque sur la gauche est due aux fils gainés du thermomètre situé sur l’élément chauffant. Le petit rond noir central correspond à la bulle.

La bulle n’est pas sphérique en raison de l’instabilité de Cowley-Rosensweig.

Il est à noter que la bulle n’est pas en contact avec l’élément chauffant dans cette configuration. Son extrémité basse se trouve en effet à 5,8 mm de celui-ci.

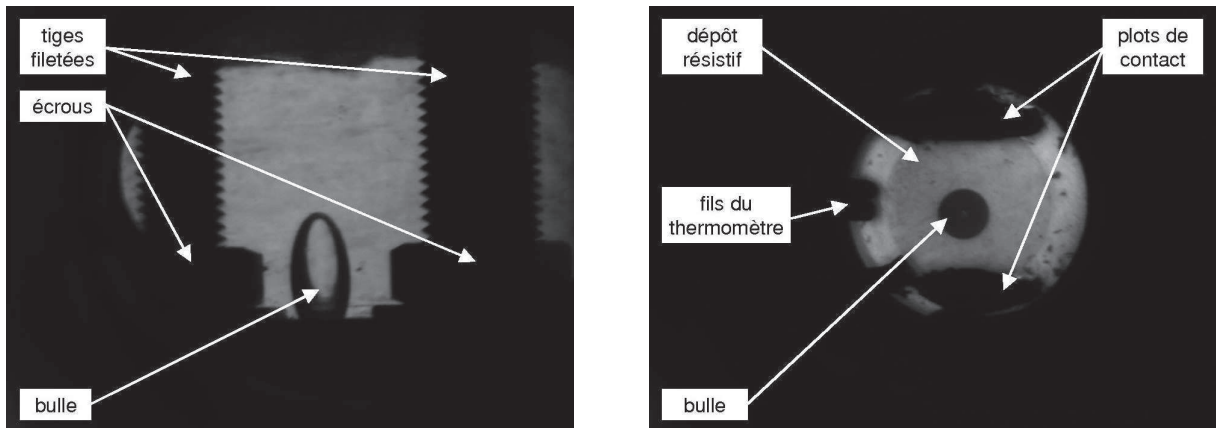


FIGURE 2.37 – Images de la cellule par observation depuis le côté (à gauche) et par le dessous (à droite).

2.3.6 Fonctionnement

2.3.6.1 Automatisation – Régulation

Le pilotage de l'installation a fait l'objet d'un développement permanent au niveau de l'automatisation et de l'instrumentation. Des fonctions d'alarme et de sécurité ont été mises en place. Les informations issues des capteurs sont centralisées sur un automate programmable et dupliquées vers un ordinateur de supervision. L'interface de l'ordinateur a été pensée de façon à faciliter le pilotage de l'installation. L'automate programmable est prioritaire par rapport à l'ordinateur et par conséquent, en cas de défaillance de ce dernier, l'automate garde le contrôle de l'installation. Par exemple, si l'ordinateur se bloque pendant les expériences, l'automate continue à piloter l'installation pendant son redémarrage. En cas de défaut de l'automate, l'installation se met en position de sécurité entraînant l'arrêt immédiat des expériences.

2.3.6.2 Déroulement d'une campagne de mesure

Après la mise en place de l'anticryostat dans l'installation, la cellule et le cryostat sont rincés à l'hélium gazeux trois fois, puis maintenus en légère surpression par rapport à la pression atmosphérique. L'anticryostat et le volume interpariétal du cryostat sont mis sous vide secondaire. L'anticryostat est pompé à l'aide d'une pompe turbomoléculaire, alors que l'écran du cryostat est pompé à l'aide d'une pompe à diffusion. Chacune des deux pompes est branchée en série avec une pompe primaire à palettes.

La pompe à diffusion a été mise en place pour le pompage de l'écran car son utilisation est compatible avec la présence du champ magnétique, sous réserve de garder une distance suffisante par rapport à la bobine (1 m au minimum). Elle permet de conserver un vide secondaire dynamique pendant la durée des expériences. Elle est en revanche incompatible pour le pompage de l'anticryostat, puisqu'en cas de mauvaise manipulation, l'huile est susceptible de refouler dans l'anticryostat et souiller l'ensemble des éléments (cellule, système d'observation), voire déclencher un incendie en réagissant avec l'oxygène.

Par conséquent, une pompe turbomoléculaire a été choisie pour assurer le vide dans l'anticryostat. C'est une pompe sèche, il n'y a donc aucun risque de refoulement de l'huile. En revanche, la sensibilité vis à vis du champ magnétique est plus importante : la turbine de la pompe tourne en effet à 36 000 tours/minute et est susceptible de voir apparaître des courants de Foucault pouvant l'endommager. En pratique, la pompe est située hors de la zone d'influence du champ : il n'y a donc ni échauffement, ni perte de vitesse de rotation. La pompe fonctionne donc en permanence.

Lorsque le vide secondaire est en place dans l'anticryostat et dans l'écran d'isolation, le refroidissement peut commencer. L'azote liquide est transféré depuis un réservoir extérieur vers la garde d'azote de l'écran et vers le serpentin situé à l'intérieur du cryostat. La garde d'azote se remplit de manière autonome. À la différence de l'installation HYLDE, le remplissage est séquentiel. Un test de niveau est effectué toutes les dix minutes environ. Si le niveau est trop faible, le capteur ne détecte pas la présence d'azote liquide et ordonne le remplissage de la garde, temporisé par un boîtier de commande réglable. Si le niveau est suffisant, rien ne se passe, jusqu'au prochain test. En cas de débordement du volume de garde, le remplissage s'arrête et un redémarrage manuel est nécessaire. Le remplissage automatique de l'écran est conservé en marche pendant toute la durée des expériences.

La circulation d'azote dans le serpentin est contrôlée pour assurer le refroidissement de la bobine, de la manière suivante :

- vitesse de descente : 4 K/h ;
- différentiel de température maximal entre le haut et le bas de la bobine : 10 K (pour limiter les contraintes mécaniques liées à la contraction thermique différentielle qui pourraient endommager irrémédiablement la bobine).

Ce prérefroidissement permet à la bobine d’atteindre une température de 90 K au bout d’une cinquantaine d’heures environ. Le refroidissement à l’hélium liquide peut alors commencer. La circulation d’azote dans le serpentin est coupée, mais l’écran d’azote liquide reste actif. La vanne du circuit de récupération est ouverte. Le refroidissement est effectué par transfert d’hélium depuis un vase extérieur via une canne de transfert cryogénique liquide. Le transfert s’amorce par l’application d’une légère surpression dans le vase.

Lorsque les thermomètres situés sur la bobine indiquent une température de 4,2 K, la bobine est en état supraconducteur et le courant peut être appliqué. Le refroidissement optimal de la bobine de 90 K à 4,2 K dure environ 4 h. Le refroidissement peut être plus rapide en augmentant le débit de transfert d’hélium liquide, mais il se fait alors au détriment d’une consommation d’hélium plus importante. En effet, la turbulence qui est liée à l’augmentation de débit déstabilise le gradient thermique qui s’installe en cas de transfert lent. Les pertes thermiques augmentent alors incontestablement.

La consommation instantanée d’hélium est l’image directe des pertes thermiques de l’installation. Toute réduction de celles-ci est donc synonyme d’économie substantielle. Dans cette optique, la consommation a fait l’objet d’une optimisation au fur et à mesure de la thèse, aussi bien du point de vue de l’amélioration du cryostat (réduction des points de contact thermique, suppression des éléments liés au bain Claudet, retrait et remplacement des couches de super-isolant) que de la méthode de transfert d’hélium liquide.

Cependant, afin de refléter de manière pertinente le coût d’utilisation de l’installation, on définit la consommation effective, qui est le rapport du temps d’expérience effectif (pendant lequel le champ magnétique est appliqué) sur le volume d’hélium consommé. Au-delà de la seule consommation moyenne obtenue par intégration de la consommation instantanée, elle prend également en compte les aspects non techniques extérieurs à l’installation, tels que les horaires d’ouverture du centre. La consommation effective a évolué de la manière suivante (tableau 2.3) :

	Volume (LHe) L	Temps d’expérience effectif h	Consommation effective $L \cdot h^{-1}$
début thèse	1300	25	52
fin thèse	1550	48	32

TABLE 2.3 – Évolution de la consommation effective d’OLGA.

Les conditions expérimentales qui ont permis d’atteindre cette optimisation de la consommation d’hélium sont expliquées pour une semaine typique d’expérience. Le centre est accessible de 6h00 à 20h00 du lundi au vendredi. L’hélium est approvisionné par des vases de 450 L, 250 L et 100 L. La livraison/collecte des vases d’hélium s’effectue vers 9h00. Une journée de travail correspond à une consommation d’un vase de 250 L, sauf pour la première mise en froid de 90 K à 4,2 K qui nécessite un vase de 450 L. Un vase de 100 L est utilisé pour la régulation thermique de la cellule et est largement suffisant pour assurer une semaine complète d’expériences.

Dans la semaine précédant la campagne expérimentale, l’hélium est commandé le mercredi. La logistique est la suivante : l’hélium prévu pour une journée doit être livré au plus tard le jour

précédent. On obtient ainsi le calendrier de livraison suivant : 1 vase de 450 L, 1 vase de 250 L et 1 vase de 100 L sont livrés pour le vendredi, 1 vase de 250 L pour le mardi, 1 autre pour le mercredi et 1 pour le jeudi. Ce qui fait un total de 1550 L d'hélium liquide pour la semaine.

Le prérefroidissement est par ailleurs mis en route le jeudi de la semaine précédant les expériences, ce qui permet de vérifier le lendemain que le prérefroidissement s'est bien déroulé pendant la nuit. Dans ce cas, il se poursuit pendant le week-end. Le lundi matin à 6h00, l'installation est à 90 K et l'hélium est disponible. Le temps de vérifier l'installation et de connecter le vase de 450 L, le transfert d'hélium démarre à 7h00. Il est contrôlé par un pressostat programmable automatique. Le transfert s'effectue lentement, de telle sorte qu'à 14h00, la bobine est à 4,2 K et est donc prête pour les expériences. Il reste par ailleurs suffisamment d'hélium disponible dans le vase pour refroidir la bobine pendant l'après-midi (de l'ordre de 3 h).

La mise en température de la cellule pour les expériences s'effectue en parallèle. La cellule est refroidie au moyen d'hélium sous forme vapeur circulant dans les échangeurs des brides, et transféré depuis le vase de 100 L. Le transfert s'effectue par un siphon vapeur. La cellule est remplie par condensation de l'oxygène à partir d'une bouteille de gaz dont la pureté est de 99,9998 %. La préparation de la cellule prend environ 1 h, car le volume de celle-ci est important.

Le courant est imposé dans la ou les bobines selon une rampe de $0,5 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$ à la montée comme à la descente pour ne pas déclencher de quench.

Lorsque le vase d'hélium est vide, le transfert ne provoque plus le refroidissement. La bobine va alors se réchauffer petit à petit, à mesure que le bain d'hélium s'évapore : c'est donc logiquement la partie supérieure de la bobine qui se réchauffe en premier. Les expériences ont montré que le courant peut être maintenu dans la bobine sans quench jusqu'à une température de 7 K pour sa partie supérieure. Cette limite permet donc de continuer les expériences pendant 1 h environ après le dernier transfert.

Le vase est alors remplacé par un autre de 250 L plein pour continuer le transfert ou pour préparer les expériences du lendemain. À la fin de la journée, la mise en sécurité de l'installation pour la nuit nécessite environ 30 min. Ce temps est consacré en particulier à la vidange de la cellule.

Pendant la nuit, l'installation se réchauffe en raison des pertes thermiques. Le lendemain matin à 6h00, la température de la bobine est aux alentours de 15 K. Le transfert d'hélium contrôlé par le pressostat permet de refroidir la bobine jusqu'à 4,2 K en un peu moins d'une heure, ce qui permet de préparer la cellule pour de nouvelles expériences pendant ce temps-là. Le transfert total avec pressostat pour un vase de 250 L dure environ 11 h. Il faut ajouter l'heure suivant l'arrêt du transfert en fin de journée qui permet de continuer à manipuler. Cette durée correspond à une journée de travail. La même procédure se répète tous les jours.

En résumé, les journées du mardi au vendredi permettent d'effectuer environ 11 h d'expérimentation chaque jour. Auxquelles s'ajoutent les 4 h du lundi après-midi. Cela fait donc un total de 48 h d'expérimentation. La consommation effective (rapport du volume total consommé sur le temps effectif d'expérimentation) est ainsi de $32 \text{ L} \cdot \text{h}^{-1}$.

2.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les installations de compensation de la gravité, dans l'hydrogène (HYLDE) et dans l'oxygène (OLGA) ont été décrites. Elles fonctionnent avec des bobines supraconductrices refroidies à l'hélium liquide et dont la mise en œuvre au SBT est relativement aisée.

Les volumes compensés à $\pm 0,01$ g sont de l'ordre du millimètre cube pour l'hydrogène et du centimètre cube pour l'oxygène.

Conçues pour l'étude de ces fluides sous gravité réduite, ces installations offrent la possibilité de réaliser des recherches sur, notamment, les transferts thermiques, le changement de phase et la mécanique des fluides. Les expériences se déroulent dans des cellules expérimentales dont la taille correspond au niveau d'inhomogénéité désiré.

Les installations possèdent l'instrumentation nécessaire pour mener à bien les études, du point de vue électronique, optique et informatique.

Chapitre 3

Étude du champ de compensation d'OLGA

Comme nous l'avons énoncé précédemment, la station de compensation de la gravité dans l'oxygène est toute récente. Par conséquent, un certain nombre d'études systématiques sont nécessaires pour étalonner les conditions expérimentales liées à son utilisation.

Dans ce chapitre, on expose tout d'abord une étude expérimentale du champ magnétique comparée à une étude par simulation numérique. Ensuite, on décrit une méthode de détermination du niveau de gravité résiduelle par observation du comportement des bulles sous compensation magnétique. Enfin, les prémisses de l'utilisation de l'installation pour reproduire des variations rapides d'accélération sont expliquées.

3.1 Étude expérimentale du champ magnétique

3.1.1 Mesure du champ magnétique

La réhabilitation des bobines d'OLGA pour construire l'installation de compensation magnétique de la gravité s'est déroulée rapidement, des études préliminaires en 2004 jusqu'à la première compensation expérimentale de la gravité en 2006. Les expériences préliminaires ont alors donné des résultats très intéressants, mais beaucoup de questions concernant la compensation magnétique sont restées en suspens.

La première concerne le courant de compensation magnétique. Il est calculé aisément par le programme mis au point avec RADIA (annexe D). Les caractéristiques de la géométrie de l'installation sont implantées dans le code de calcul. Elle résultent de mesures faites directement sur les bobines car, malheureusement, la bobine était accompagnée de différents documents (plans), mais aucun ne concernait les propriétés intrinsèques de la bobine (nombre de tours, section du supraconducteur). Or, pour une valeur de compensation identique, une erreur sur le nombre de tours influe grandement sur le courant nécessaire.

Le conducteur composant les bobines est un câble de section rectangulaire. La bobine externe est composée de 78 couches visibles depuis l'extérieur : la hauteur du conducteur est de 5 mm. En revanche, le nombre de spires par couche est inconnu : l'épaisseur radiale du conducteur est estimée à 2 mm environ. En prenant en compte un intervalle radial entre deux spires de 0,2 mm pour éviter les court-circuits, le nombre maximal de spires par couche est donné par

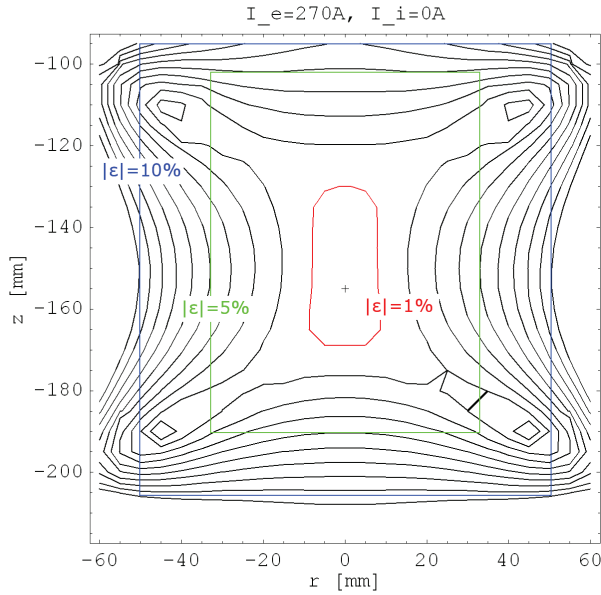
$118/2,2 = 53,64$, soit 53. La correspondance entre les nombres de spires par couche possibles et leur nombre total est donnée dans le tableau 3.1.

Spires par couche	Nombre total de spires
53	4134
52	4056
51	3978
50	3900

TABLE 3.1 – Nombre de spires possibles pour la bobine externe.

Le nombre de spires par couche, pris en compte initialement, donnait un nombre total de 4134 spires. Or empiriquement, il est apparu que les valeurs du courant imposé étaient légèrement différentes de celles prévues par la simulation numérique. La différence augmentait sensiblement en cas d'utilisation de l'insert ferromagnétique décrit à la section 1.2 page 32.

Comme indiqué, l'insert avait fait l'objet d'une optimisation numérique pour que l'inhomogénéité du champ magnétique soit la plus faible possible. Le volume utile est le volume occupé par le plus grand cylindre inscrit dans le volume de compensation (figure 3.1).



Inhomogénéité	Volume	Volume utile
%	cm ³	cm ³
1	6,7	45
2		300
5		860
10		

FIGURE 3.1 – OLGA : correspondance volume – niveau de gravité résiduelle avec insert ($z_0 = -155$ mm).

On aperçoit que l'ajout d'un insert ferromagnétique judicieusement calculé augmente de manière importante le volume à niveau de gravité résiduelle identique (par rapport au cas de la bobine sans insert présenté sur la figure 2.19 page 82). Par exemple, le volume à 1 % d'inhomogénéité est de 6,7 cm³ alors que sans insert il n'est que de 1 cm³. En contrepartie, le courant dans la bobine est augmenté et l'altitude de la cellule est modifiée.

Il est donc paru judicieux d'effectuer une mesure du champ magnétique *in situ*. Pour cela, un nouveau système mécanique pour la mesure du champ magnétique a été conçu. Seule la bobine externe est étudiée.

3.1.2 Description de l'installation de mesure du champ

L'installation doit permettre de réaliser une carte 3D du champ magnétique. La géométrie étant axiale, un système de coordonnées cylindriques (r, θ, z) est utilisé.

Le champ magnétique est mesuré par une sonde à effet Hall cryogénique (Lakeshore HGCA-3020). La sonde est unidirectionnelle : seule la direction verticale du champ B_z est prise en compte, puisque non nulle au niveau de l'axe.

Afin de simplifier le système, le principe de déplacement vertical de l'anticryostat est utilisé (figure 3.2). Un tube fixé à un cadre se déplace verticalement et précisément sous un pont par l'intermédiaire d'une tige filetée. Celle-ci est en liaison hélicoïdale avec le pont. Le cadre est guidé en translation par les deux colonnes. Un degré de liberté en rotation est ajouté en plaçant le pont sur une platine qui peut tourner par rapport au cryostat. L'étanchéité est obtenue par l'intermédiaire d'un joint presse-étoupe et d'un joint torique entre le cryostat et la platine du système. La prise Jaeger permet d'assurer les connexions électriques pour la mesure.

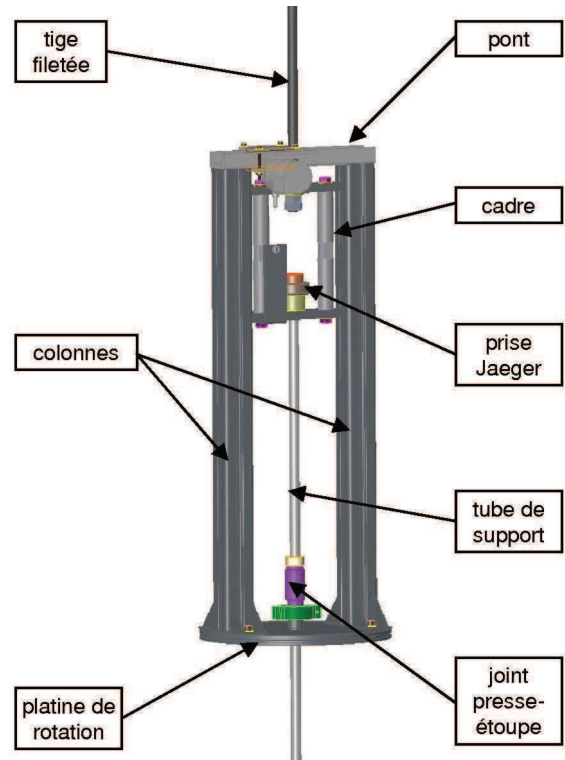


FIGURE 3.2 – Système de déplacement mécanique pour la mesure du champ magnétique.

La mobilité suivant le rayon r est supprimée car le système aurait été trop compliqué à mettre en œuvre. En effet, la pièce aurait été en mouvement dans le cryostat dans une ambiance à 4,2 K, actionnée à distance à l'extérieur du cryostat. Pour contourner cette absence de degré de liberté suivant r , le système prévoit plusieurs emplacements de sondes situés à des rayons différents. Elles sont placées sur une coupole en aluminium (figure 3.3) fixé au tube de support. Un tube en aluminium (amagnétique) est par ailleurs installé dans le trou de champ de la bobine. Son but est de guider la coupole verticalement tout en la maintenant coaxiale par rapport à la bobine.

Sur la coupole, les rayons disponibles pour les sondes sont :

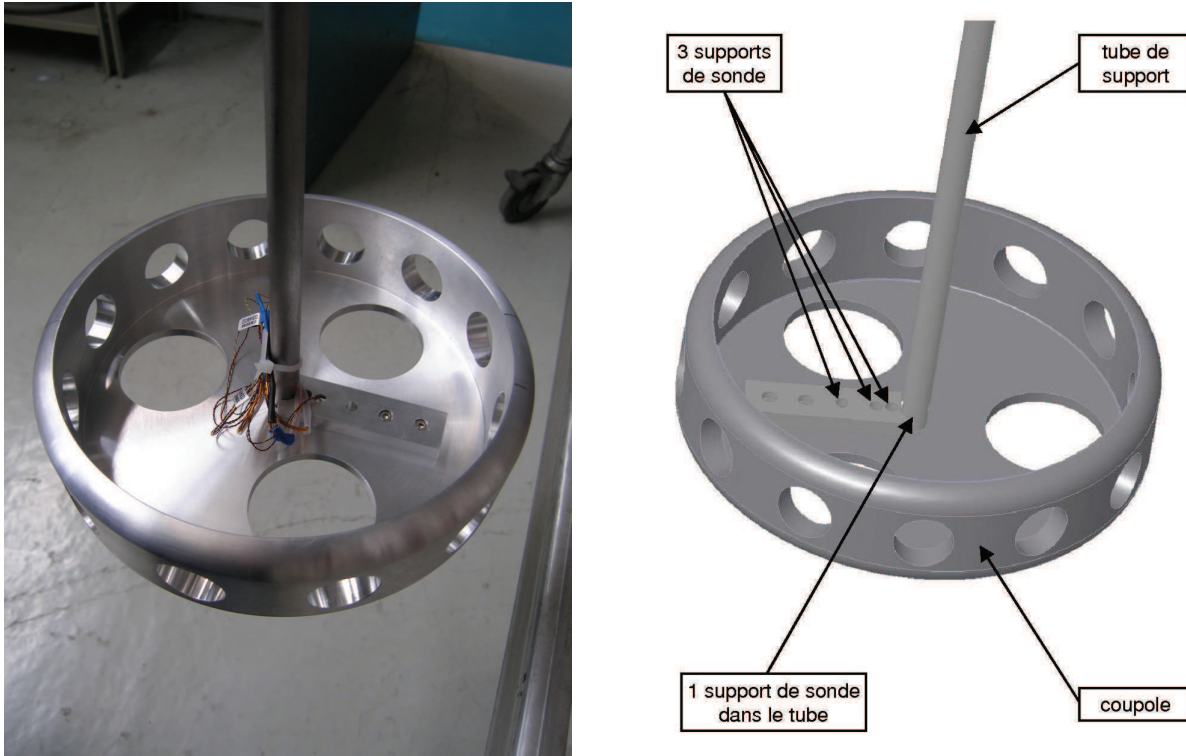


FIGURE 3.3 – Détail de la coupole en aluminium sur laquelle les sondes de mesure sont installées.

- $r = 0$: la sonde est positionnée sur l'axe ;
- $r = 9,6 \text{ mm}$;
- $r = 16 \text{ mm}$;
- $r = 25 \text{ mm}$

Une sonde est déjà présente sur l'installation OLGA et l'achat de deux sondes supplémentaires seulement a été envisagé, car le coût d'une sonde est relativement élevé. Par conséquent, on a disposé d'une sonde installée sur l'axe ($r = 0$) et de deux autres placées en $r = 9,6 \text{ mm}$ et $r = 16 \text{ mm}$, soit une sonde dans la cellule et une sonde au niveau du tube en saphir. En effet, le diamètre intérieur du tube en saphir de la cellule est de 30 mm . Malheureusement, l'une des sondes est tombée en panne. La mesure en $r = 9,6 \text{ mm}$ a donc été sacrifiée.

Deux types de mesures sont effectués. Les premières sont effectuées avec un conditionneur fourni par Lakeshore, qui permet d'afficher directement la valeur du champ magnétique. Les autres sont effectuées en mesurant directement le signal brut généré par une sonde : cette dernière est alors alimentée par une source de courant de 100 mA et la tension générée est mesurée avec un voltmètre. La courbe d'étalonnage fournie avec chacune des sondes permet de convertir cette tension en valeur de champ magnétique.

Dans les deux cas, un seul appareil de mesure est utilisé (conditionneur ou voltmètre) : un commutateur analogique {3 entrées – 1 sortie} permet de diriger successivement le signal de chacune des sondes vers l'appareil de mesure.

3.1.3 Protocole expérimental

Le protocole repose sur trois paramètres :

- le courant (I_e) circulant dans la bobine externe (le courant I_i dans la bobine interne reste nul) ;
- l'altitude (z) des sondes ;
- l'angle d'orientation (θ) des sondes autour de l'axe de la bobine.

L'altitude z est balayée sur la moitié inférieure de la bobine (300 mm) et l'angle θ sur l'ensemble de la révolution (360 °). Cinq angles différents sont pris en compte.

En pratique, le changement d'angle θ est le moins aisé à réaliser. En effet, il nécessite le dévissage puis le revissage des brides sur la platine du cryostat. Dès lors que les brides sont dévissées, le cryostat est ouvert. Il faut veiller à ne pas le maintenir ouvert trop longtemps afin de ne pas le dépressuriser et de perdre trop d'hélium froid. Par ailleurs, l'hélium qui s'échappe peut faire givrer le joint de la bride, empêchant de refermer hermétiquement le cryostat lors du revissage. Par conséquent, pour garantir une sécurité suffisante (travail en hauteur et proximité des amenées de courant), la manœuvre n'a été réalisée qu'à son strict nécessaire.

La mesure du champ en fonction des deux autres paramètres est tributaire du temps d'établissement du régime permanent. Alors que le courant varie assez rapidement (rampe à $0,5 \text{ A} \cdot \text{s}^{-1}$), le champ magnétique met plusieurs secondes à se stabiliser (de l'ordre de 5 s) lorsque la consigne de courant est atteinte. En revanche, lors d'un changement d'altitude, le déplacement du système de mesure ne crée pas de perturbation notable. De plus, la réponse de la chaîne de mesure est quasi immédiate.

Ainsi, les paramètres seront modifiés selon l'ordre suivant : altitude (z), courant (I_e), angle (θ). Les incertitudes liées aux mesures sont : $\Delta z = 1 \text{ mm}$; $\Delta I_e = 10^{-2} \text{ A}$; $\Delta \theta = 1^\circ$.

3.1.3.1 Mesure du champ sans insert

Les mesures de champ sont effectuées *avec le conditionneur* décrit précédemment. Les courants considérés sont : 230, 235, 238 et 245 A. La résolution verticale est de un point tous les 15 cm, et un point tous les 5 cm lorsque ce point est situé au niveau de la position de la cellule lors des expériences, soit un total de 26 altitudes différentes. L'étude comporte donc un maximum de $4 \times 5 \times 26 = 520$ points expérimentaux par sonde, soit 1040 points au total. L'incertitude de mesure est : $\Delta B_z = 10^{-3} \text{ T}$.

En pratique, pour un courant et un angle donnés, tous les points de mesure suivant z sont réalisés. Du fait du caractère très répétitif du protocole et du temps nécessaire pour réaliser toutes les mesures, tous les points envisagés ne sont pas effectués. Un seul angle a les mesures complètes des quatre courants et un seul courant a les mesures complètes de tous les angles. Enfin, un courant et un angle sont réalisés une deuxième fois pour caractériser la répétitivité des mesures. L'incertitude de mesure est : $\Delta B_z = 10^{-3} \text{ T}$.

3.1.3.2 Mesure du champ avec insert

Les mesures de champ sont effectuées *avec le voltmètre*. Les mesures sont plus rapides qu'avec le système précédent, on peut donc augmenter le nombre de mesures relevées. Les courants considérés sont : 265, 270, 275, 281, 286, 295 et 300 A. La résolution verticale est de un point tous les 15 cm, et un point tous les 5 cm lorsque ce point est situé au niveau de la zone utile de

compensation magnétique, soit un total de 33 altitudes différentes. L'étude comporte donc un maximum de $7 \times 5 \times 33 = 1155$ points expérimentaux par sonde, soit 2310 points au total.

De manière identique à la mesure sans insert, tous les points ne sont pas mesurés. Un seul angle a les mesures complètes des quatre courants et un seul courant a les mesures complètes de tous les angles. Enfin, un courant et un angle sont mesurés une deuxième fois pour caractériser la répétitivité des mesures.

3.1.4 Résultats

Les résultats présentent deux grandeurs : l'induction B_z et la compensation G_z .

Les valeurs expérimentales de la compensation magnétique sont obtenues à partir des valeurs de l'induction en effectuant une approximation de la dérivée selon un schéma du second ordre centré. On rappelle que :

$$G_z(z) = \frac{dB_z^2}{dz}(z) = 2B_z(z) \frac{dB_z}{dz}(z) \quad (3.1)$$

Soit f une fonction discrétisée selon x_i pour $i \in \mathbb{N}$

$$\begin{aligned} f(x_{i+1}) &= f(x_i + (x_{i+1} - x_i)) = f(x_i) + (x_{i+1} - x_i) \frac{df}{dx}(x_i) + O\left((x_{i+1} - x_i)^2\right) \\ f(x_{i-1}) &= f(x_i - (x_i - x_{i-1})) = f(x_i) - (x_i - x_{i-1}) \frac{df}{dx}(x_i) + O\left((x_i - x_{i-1})^2\right) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Il vient

$$\frac{df}{dx}(x_i) = \frac{f(x_{i+1}) - f(x_{i-1}))}{x_{i+1} - x_{i-1}} \quad (3.3)$$

En appliquant au calcul de la compensation, on obtient

$$\frac{dB_z}{dz}(z_i) = \frac{B_z(z_{i+1}) - B_z(z_{i-1}))}{z_{i+1} - z_{i-1}} \quad (3.4)$$

Donc

$$\boxed{G_z(z_i) = 2B_z(z_i) \frac{B_z(z_{i+1}) - B_z(z_{i-1}))}{z_{i+1} - z_{i-1}}} \quad (3.5)$$

3.1.4.1 Mesure du champ sans insert

Les principaux résultats liés à la mesure du champ magnétique sans insert sont présentés sur les figures 3.4 à 3.7.

La figure 3.4 présente la symétrie de l'induction magnétique autour de l'axe géométrique de la bobine. L'induction magnétique est montrée en fonction de l'angle autour de l'axe pour différentes altitudes.

La dispersion des mesures semble indiquer que l'axe magnétique et l'axe géométrique de la bobine ne sont pas parfaitement alignés. Cependant, cette discordance n'est pas pour autant significative dans la mesure où on observe un décalage lors d'une tentative de reproductivité des mesures, pour un courant et un angle identiques (figure 3.5).

Aucune cause tangible n'a pu être trouvée pour expliquer ce décalage. La réalisation de mesures supplémentaires aurait pu permettre de conforter les relevés.

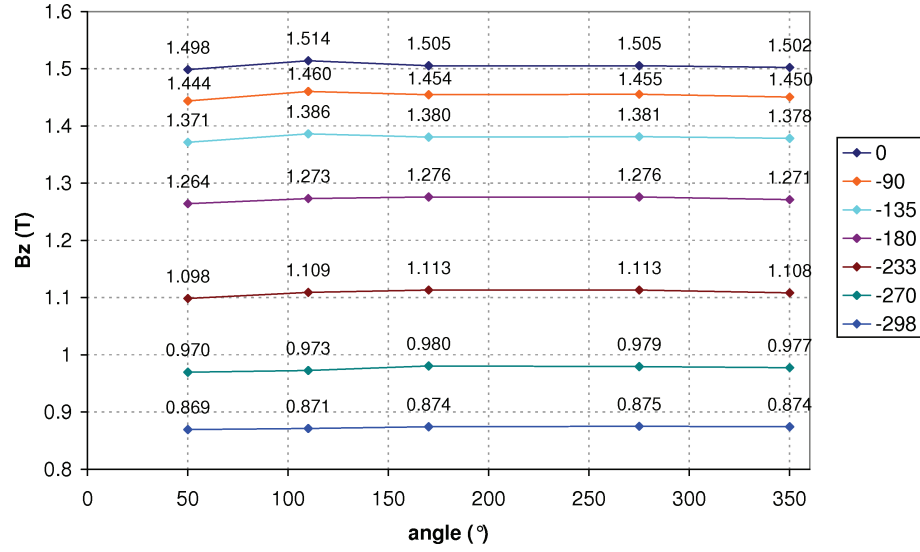


FIGURE 3.4 – Symétrie du champ magnétique sans insert ($I_e = 235$ A). Chaque série est repérée par l'altitude z (en mm) indiquée en légende.

Il semblerait, au vu du protocole expérimental réalisé à l'identique dans les deux séries de mesures, que le conditionneur soit responsable de ce décalage et que sa précision puisse être mise en doute. Par ailleurs, les résultats obtenus sans son utilisation (voir section suivante) appuient cette hypothèse car ils ne font pas apparaître ce décalage.

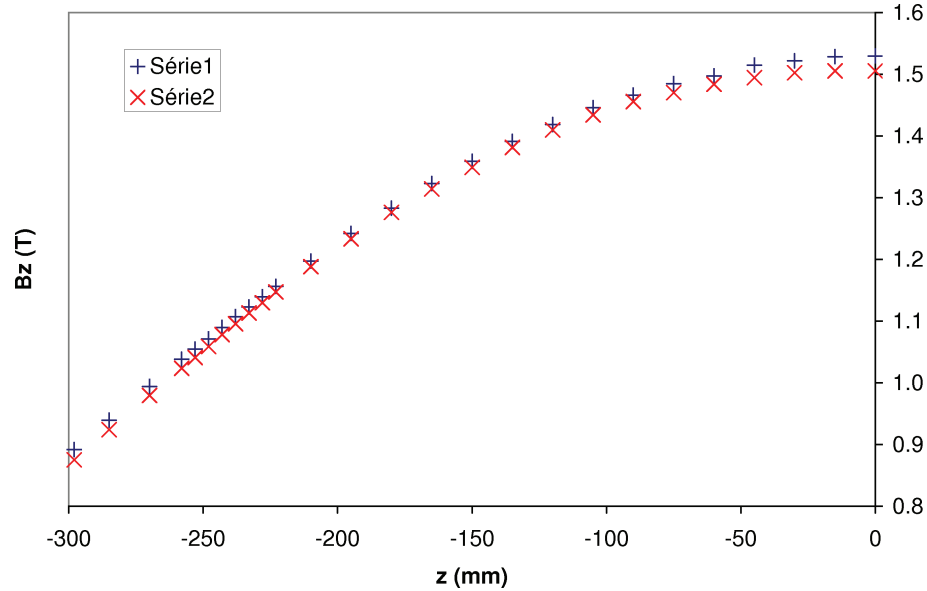


FIGURE 3.5 – Reproductivité des mesures sans insert ($I_e = 235$ A).

Les mesures d'induction pour un courant de 235 A (figure 3.6) et 245 A (figure 3.7) montrent cependant une bonne corrélation entre les mesures et la simulation numérique.

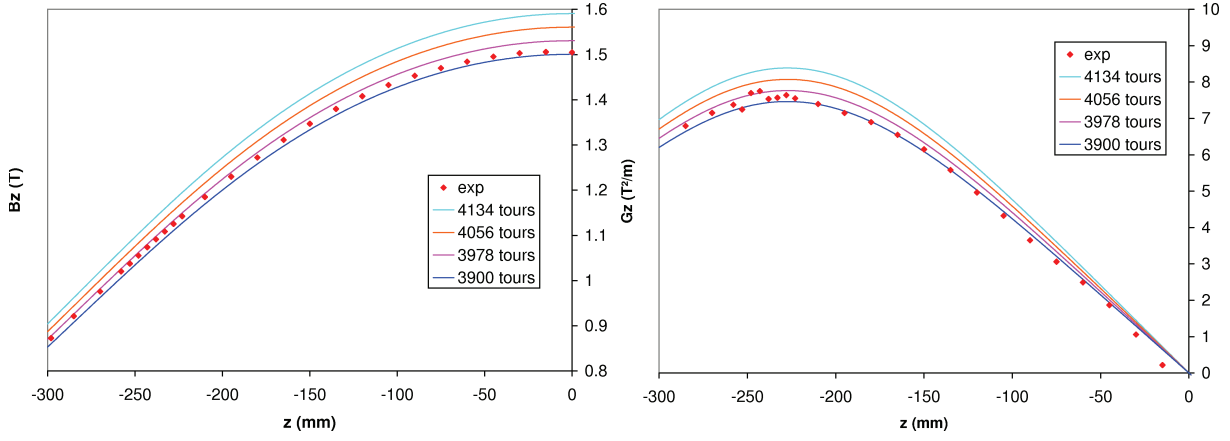


FIGURE 3.6 – Induction magnétique et compensation à $I_e = 235$ A sans insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.

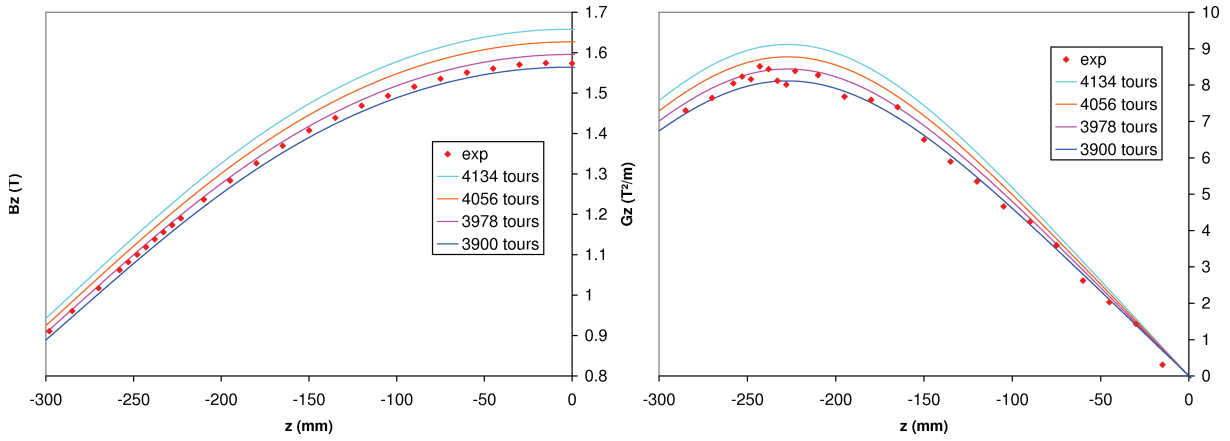


FIGURE 3.7 – Induction magnétique et compensation à $I_e = 245$ A sans insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.

3.1.4.2 Mesure du champ avec insert

Les principaux résultats liés à la mesure du champ magnétique avec insert sont présentés sur les figures 3.8 à 3.11.

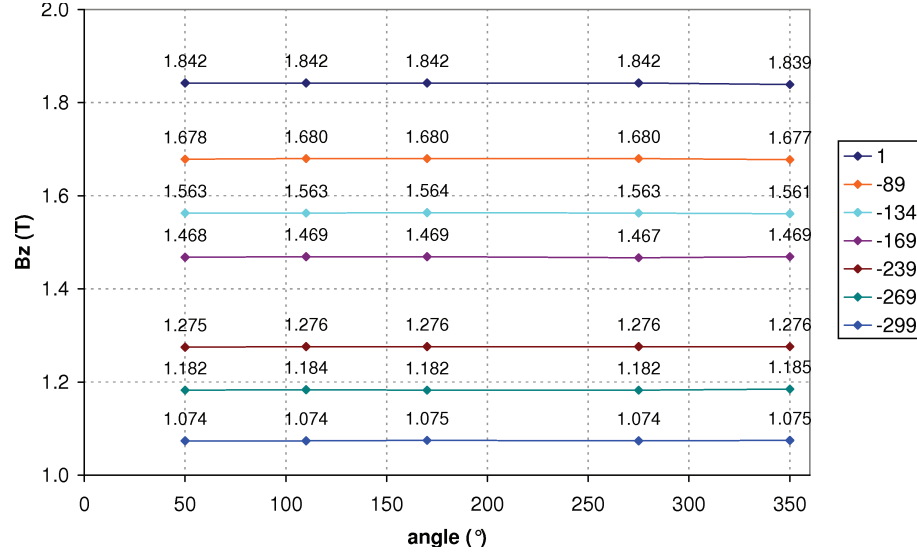


FIGURE 3.8 – Symétrie du champ magnétique avec insert ($I_e = 275$ A). Chaque série est repérée par l'altitude z (en mm) indiquée en légende.

La figure 3.8 présente la symétrie de l'induction magnétique autour de l'axe géométrique de la bobine. La dispersion des mesures suivant θ est plus faible que dans le cas précédent. Par conséquent, la symétrie autour de l'axe est vérifiée.

La reproductivité des mesures, pour un courant et un angle identiques, est excellente (figure 3.9).

Les mesures d'induction pour un courant de 275 A (figure 3.10) et 290 A (figure 3.11) montrent une bonne corrélation entre les mesures et la simulation numérique.

3.1.5 Bilan

La méthode de mesure du champ magnétique directe (sans conditionneur) utilisée pour la mesure du champ avec l'insert semble plus robuste, comme le confirme l'absence de décalage entre deux mesures identiques. Les mesures étant bien symétriques, elles montrent ainsi que l'axe géométrique et l'axe magnétique de la bobine sont bien confondus.

Les résultats obtenus par la simulation numérique avec le programme RADIA sont conformes aux mesures expérimentales. Malheureusement, le nombre de spires par tour de la bobine externe reste difficile à déterminer précisément (tableau 3.2).

Configuration	Nombre de spires par tour
sans insert	$3900 < N < 3978$
avec insert	$3978 < N < 4056$

TABLE 3.2 – Nombre de spires par tour déterminé.

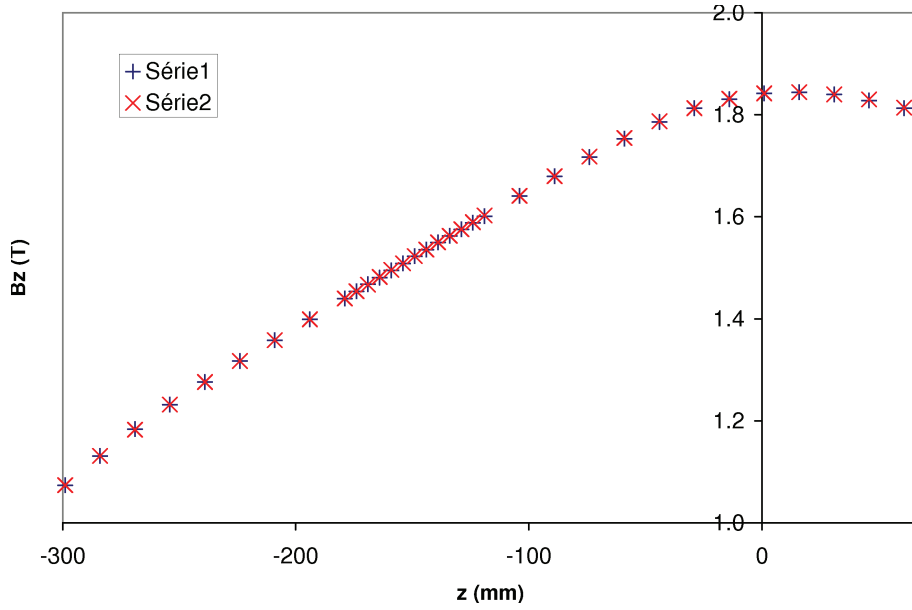


FIGURE 3.9 – Reproductivité des mesures avec insert ($I_e = 275$ A).

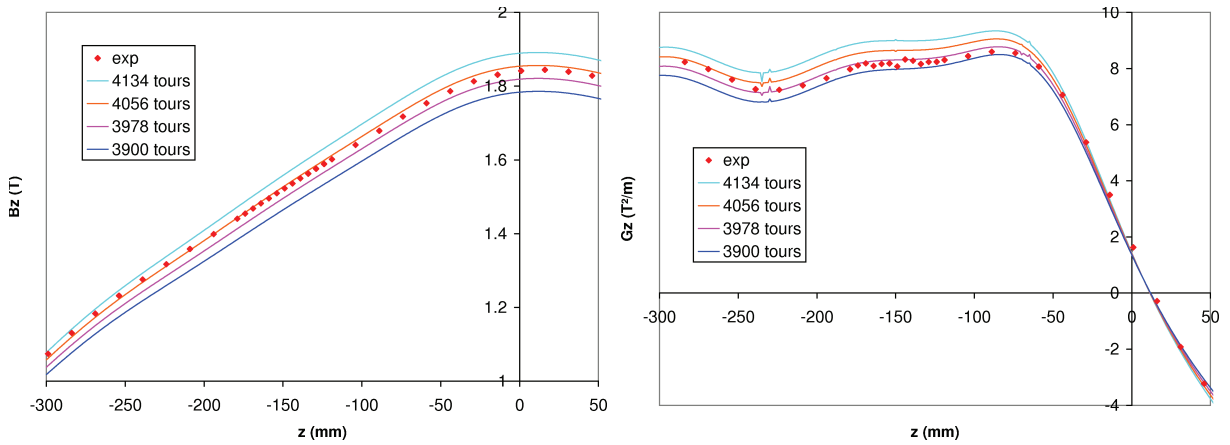


FIGURE 3.10 – Induction magnétique et compensation à $I_e = 275$ A avec insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.

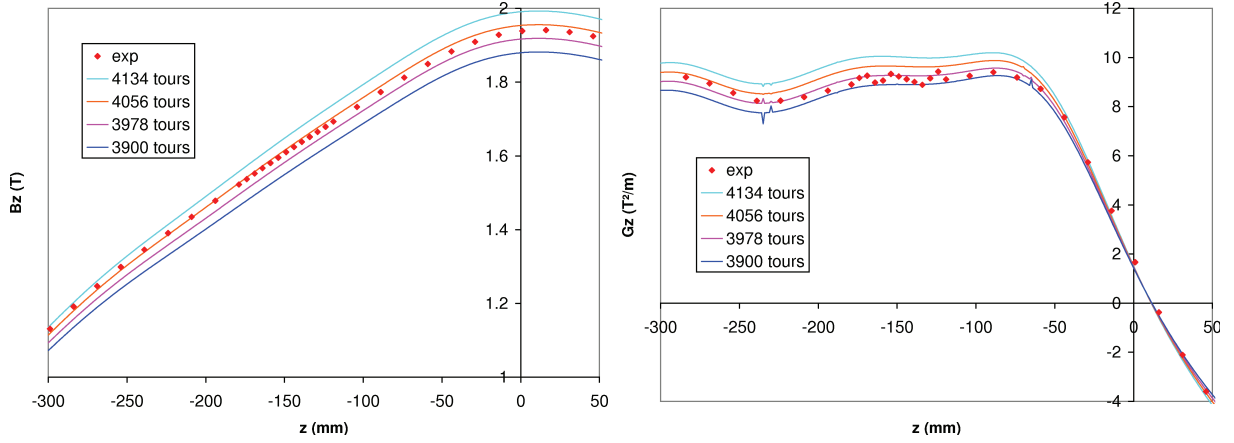


FIGURE 3.11 – Induction magnétique et compensation à $I_e = 290$ A avec insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.

Il est tout de même important de pouvoir s'approcher des valeurs réelles par la simulation numérique, puisqu'une étude systématique du champ magnétique pour chaque configuration d'ébullition est impossible car trop coûteuse à réaliser. Le nombre de tours est donc fixé d'après les mesures expérimentales avec l'insert, puisqu'elles sont plus précises : 3996 tours. Bien qu'il soit impossible physiquement, car il n'est pas un multiple du nombre de couches de la bobine (78 couches), ce nombre théorique reproduit assez fidèlement les résultats expérimentaux.

Cette valeur fictive s'explique par les approximations liées au modèle de la simulation numérique qui ne prend pas en compte les aléas expérimentaux :

- D'une part, par le passé, les matériaux utilisés pour construire la cellule à basse pression ont fortement perturbé l'observation de phénomènes comme l'ébullition. Sous gravité réduite, les bulles, une fois détachées de l'élément chauffant, ne restaient pas au niveau de l'axe magnétique de la cellule et allaient se coller contre la paroi de la cellule [8]. L'explication avait été trouvée : c'était la présence de rondelles fortement magnétiques qui avait créé un déplacement du point de compensation stable. Le remplacement des rondelles par des éléments moins magnétiques a rétabli la bonne position du point de compensation.

- D'autre part, malgré toutes les précautions prises lors du montage de la cellule, il est possible que la mise en froid ait une incidence non négligeable sur son centrage. En effet, les pièces mécaniques de maintien de la cellule sont soumises à des contractions différentielles dues au gradient thermique qui existe entre la platine de l'anticryostat (à température ambiante) et la cellule (à basse température). Afin d'éviter un éventuel décalage lié au centrage mécanique de la cellule, un joint en caoutchouc épais a été installé entre le cryostat et l'anticryostat. Il offre deux degrés de liberté de mouvement supplémentaires en rotation (qui s'ajoutent à l'unique translation suivant la verticale) pour parfaire le placement de la cellule dans le champ de compensation. Les décalages de centrage éventuels peuvent donc être corrigés.

3.2 Détermination du niveau de gravité résiduelle

On souhaite déterminer avec précision le niveau de gravité résiduelle g^* obtenu pour un triplet (I, z, T_{sat}) donné. Pour y parvenir, une étude systématique est effectuée afin de caler les simulations numériques avec l'effet réel de la compensation sur la bulle de vapeur.

La méthode de calage présentée au chapitre 2 qui vise à faire correspondre les simulations du champ magnétique avec les mesures obtenues via une sonde à effet hall est efficace en l'absence de cellule expérimentale. Cependant, elle ne prend pas en compte l'effet de l'oxygène. Une nouvelle méthode basée sur l'étude comportementale des bulles sous compensation magnétique est proposée.

On peut rappeler que l'oxygène étant paramagnétique, sa susceptibilité magnétique massique varie avec la température. En toute rigueur, le niveau de gravité résiduelle sur l'axe dépend donc de ce troisième paramètre et on obtient donc, d'après l'équation (1.30) :

$$g^*(I, z, T) + \frac{\chi_\rho(T)}{2\mu_0} G_z(I, z) = g \quad (3.6)$$

où g^* est le niveau de gravité résiduelle, g la gravité terrestre, χ_ρ la susceptibilité massique de l'oxygène, μ_0 la perméabilité magnétique du vide et G_z la composante axiale de la compensation magnétique.

De plus, le comportement quasi-linéaire de la bobine a permis d'écrire l'équation (1.31) :

$$g^*(I, z, T) + \chi_\rho(T) \cdot I^2 \cdot f(z) = g \quad (3.7)$$

où f est une fonction indépendante de I .

Par conséquent, pour une température T et un courant I donnés, le point de compensation exacte est celui dont l'altitude z_0 vérifie :

$$g^*(I, z_0, T) = 0$$

soit

$$\chi_\rho(T) \cdot I^2 \cdot f(z_0) = g \quad \text{ou encore} \quad \frac{\chi_\rho(T)}{2\mu_0} G_z(I, z_0) = g \quad (3.8)$$

La fonction f est une fonction de l'altitude uniquement et détermine la forme de la courbe de la compensation G_z . Elle est indépendante du courant I et, par conséquent, son maximum est toujours situé à la même altitude, quel que soit le courant imposé dans la bobine (figure 3.12).

Elle s'obtient en combinant les expressions (3.6) et (3.7) :

$$\boxed{f(z) = \frac{G_z(I, z)}{2\mu_0 \cdot I^2}} \quad (3.9)$$

La fonction f est donc exprimée en $\text{kg} \cdot (\text{A} \cdot \text{m} \cdot \text{s})^{-2}$.

3.2.1 Forme de la bulle près du point critique

L'étude est effectuée en observant le comportement de la bulle au point de compensation exacte. Une première observation à proximité du point critique montre clairement l'effet de l'instabilité ferrofluidique de l'oxygène : la bulle en lévitation est allongée selon la verticale (figure 3.13).

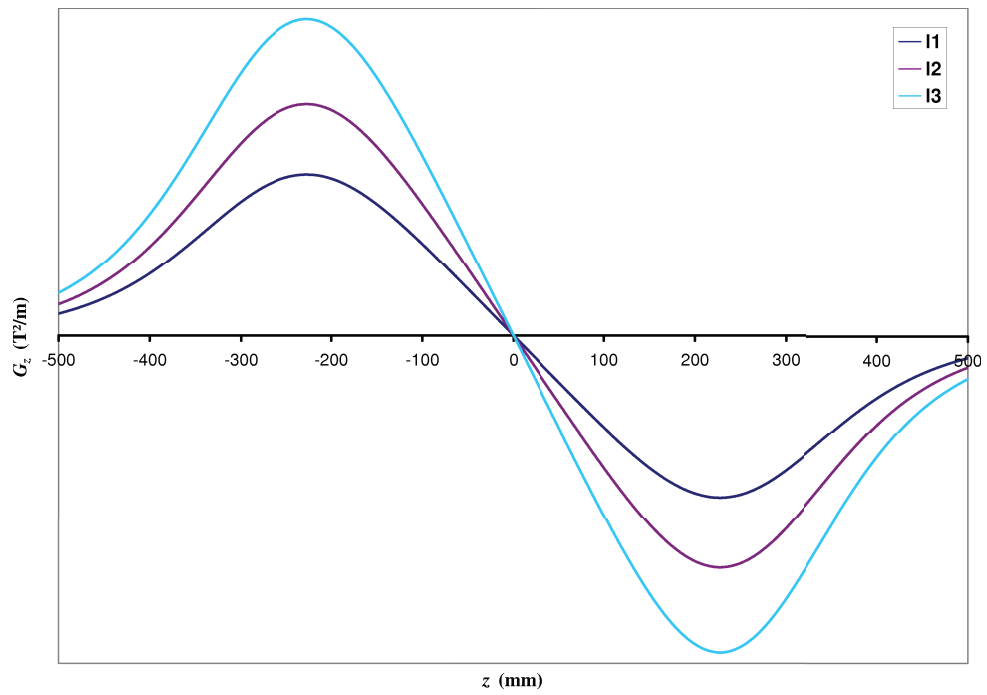


FIGURE 3.12 – Effet de la modification du courant ($I_1 < I_2 < I_3$) sur la compensation (détail de la figure 1.8).

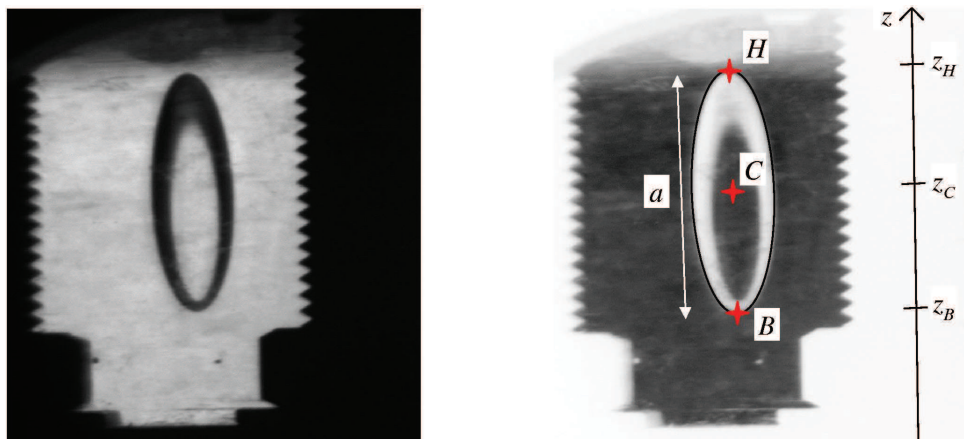


FIGURE 3.13 – Forme de la bulle stable sous compensation magnétique près du point critique (à gauche). Placement des points pour l'étude (à droite).

En effet, en raison du domaine de température considéré (proximité du point critique) et de la faible valeur de la gravité résiduelle (microgravité), la longueur capillaire est grande et la longueur d'onde de l'instabilité ferrofluidique est donc supérieure au diamètre de la cellule. C'est pourquoi la bulle est plus allongée et possède une forme d'ellipsoïde de révolution, dont le grand axe est vertical. Le centre de gravité de la bulle est aussi centre de symétrie de celle-ci.

Pour l'étude, les points géométriques suivants sont définis :

- le point B : extrémité basse de la bulle, de coordonnées z_B ;
- le point C : centre géométrique de la bulle, de coordonnées z_C ;
- le point H : extrémité haute de la bulle, de coordonnées z_H ;
- le point S : point de compensation stable, de coordonnées $z_S = z_0$.

La longueur a est la longueur verticale de la bulle. Les extrémités de la bulle sont par conséquent situées en $z_H = z_C + \frac{a}{2}$ et $z_B = z_C - \frac{a}{2}$.

3.2.2 Équilibre de la bulle

On rappelle que la bulle ne peut être en équilibre qu'au point de compensation stable, pour lequel la pente de la courbe G_z est positive (voir section 1.2). Lorsque la bulle est en équilibre mécanique, la résultante des forces volumiques qui s'appliquent sur elle est nulle.

La bulle est soumise à deux types de forces volumiques :

- les forces associées à la gravité \vec{g} ;
- les forces associées à la compensation $\frac{\chi\rho}{2\mu_0}\vec{G}$.

Pour déterminer la résultante des forces qui s'applique sur une bulle en l'absence de compensation, il faut prendre en compte l'effet de la gravité sur le liquide et sur la vapeur. En d'autres termes, c'est le poids de chacune des phases qui donne l'équilibre global. En effet, le poids de la vapeur contenu dans le volume de la bulle s'oppose au poids du liquide déplacé, c'est à dire à la poussée d'Archimède que subit la bulle.

Dans le cas de compensation magnétique, on définit de manière analogue la *poussée d'Archimède magnétique* (due au volume de liquide déplacé) qui s'oppose à la force de compensation magnétique s'appliquant sur la phase vapeur¹.

Par conséquent, chaque élément de volume dV de la bulle est soumis à deux résultantes issues des forces volumiques suivantes :

$$\left| \begin{array}{l} \text{pour le poids : } \Delta\vec{F}_g = \Delta\rho\vec{g} \\ \text{pour la compensation magnétique : } \Delta\vec{F}_m = \Delta\rho\frac{\chi\rho}{2\mu_0}\vec{G} \end{array} \right.$$

où $\Delta\rho = \rho_L - \rho_V$ est la différence de masse volumique entre le liquide et la vapeur.

La condition d'équilibre de la bulle s'écrit donc :

$$\begin{aligned} & \iiint_{V_b} (\Delta\vec{F}_g + \Delta\vec{F}_m) dV = \vec{0} \\ \iff & \iiint_{V_b} \Delta\rho \left(\vec{g} + \frac{\chi\rho}{2\mu_0}\vec{G} \right) dV = \vec{0} \end{aligned}$$

1. On trouve également dans la littérature l'expression *poussée magnéto-Archimède* qui est la combinaison des deux forces et qui est associée à la gravité résiduelle \vec{g}^* [12]. Pour le raisonnement de cette étude, les deux effets sont distingués.

D'après l'expression (1.24)

$$\iiint_{V_b} \Delta\rho \left(-\frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{G}_0 + \frac{\chi_\rho}{2\mu_0} \vec{G} \right) dV = \vec{0}$$

Comme l'expression $\Delta\rho \frac{\chi_\rho}{2\mu_0}$ est constante sur le volume de la bulle, on obtient :

$$\iiint_{V_b} (\vec{G} - \vec{G}_0) dV = \vec{0}$$

On ne s'intéresse qu'à la stabilité verticale de la bulle, la condition d'équilibre devient finalement :

$$\boxed{\iiint_{V_b} (G_z - G_0) dV = 0} \quad (3.10)$$

L'expression est écrite en coordonnées cylindriques avec une géométrie axisymétrique :

$$\iint_{S_b} (G_z(r, z) - G_0) dS = 0$$

où S_b est la surface projetée de la bulle dans le plan (r, z) .

On considère que l'épaisseur radiale de la bulle est faible devant la longueur. Deux effets sont induits :

- le problème est ramené à une dimension ;
- la dépendance de $G_z(r, z)$ selon r est négligée.

L'équilibre de la bulle s'écrit donc après simplification :

$$\boxed{\int_{z_B}^{z_H} (G_z(z) - G_0) dz = 0}$$

L'expression suivante est donc vérifiée :

$$\begin{aligned} & \int_{z_C + \frac{a}{2}}^{z_C - \frac{a}{2}} (G_z(z) - G_0) dz = 0 \\ \Leftrightarrow & \int_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} G_z(z) dz = \int_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} G_0 dz \end{aligned} \quad (3.11)$$

Or,

$$\int_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} G_0 dz = a \cdot G_0$$

Par conséquent, la condition d'équilibre de la bulle est définie par :

$$\boxed{\int_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} G_z(z) dz = a \cdot G_0} \quad (3.12)$$

La bulle stable sous compensation magnétique est soumise à une résultante de force nulle : une partie de la bulle est surcompensée et l'autre est sous-compensée. Elle se place par conséquent

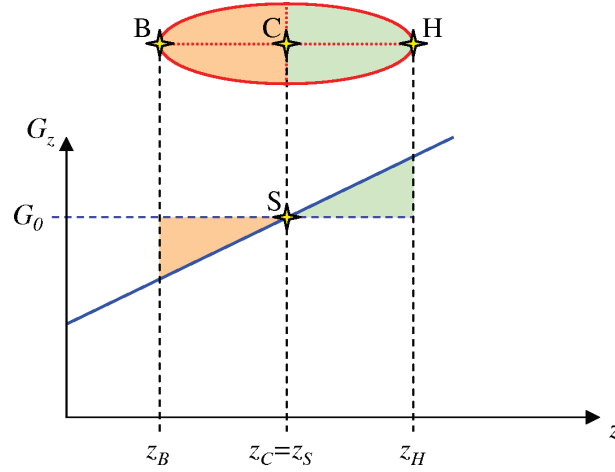


FIGURE 3.14 – Bulle compensée magnétiquement dans un profil linéaire de compensation (en orange : volume de la bulle sous-compensé; en vert : volume de la bulle sur-compensé).

à proximité du point de compensation exacte et son centre de gravité est presque confondu avec celui-ci. En outre, plus la bulle est petite, plus ces deux points sont proches. Dans le cas particulier d'un profil de compensation linéaire, présenté sur la figure 3.14, ils sont confondus quelle que soit la taille de la bulle.

En réalité, le profil de compensation n'est pas linéaire. Le centre de gravité de la bulle n'est donc pas confondu avec le point de compensation exacte. Nous allons donc préciser la condition de compensation de la bulle pour le profil réel de compensation.

3.2.3 Allure réelle de la courbe de compensation

Un polynôme du second ordre est une excellente approximation de la courbe (figure 3.15) pour la zone qui nous intéresse, à savoir $z \in [-270; -220 \text{ mm}]$. On définit alors la fonction approchée $G_{z,app}$ par :

$$G_{z,app} = A \cdot z^2 + B \cdot z + C$$

La fonction $G_{z,app}$ vérifie la condition d'équilibre de la bulle donnée par l'expression (3.12) :

$$\int_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} G_{z,app}(z) dz = a \cdot G_0$$

Avec le profil parabolique, on peut donc calculer :

$$\begin{aligned} \int_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} G_{z,app}(z) dz &= A \left[\frac{z^3}{3} \right]_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} + B \left[\frac{z^2}{2} \right]_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} + C \left[z \right]_{z_C - a/2}^{z_C + a/2} \\ &= \frac{A}{3} \left[\left(z_C + \frac{a}{2} \right)^3 - \left(z_C - \frac{a}{2} \right)^3 \right] + \frac{B}{2} \left[\left(z_C + \frac{a}{2} \right)^2 - \left(z_C - \frac{a}{2} \right)^2 \right] + C \cdot a \\ &= \dots \\ &= \frac{A \cdot a}{3} \left(3z_C^2 + \frac{a^2}{4} \right) + B \cdot z_C \cdot a + C \cdot a \end{aligned}$$

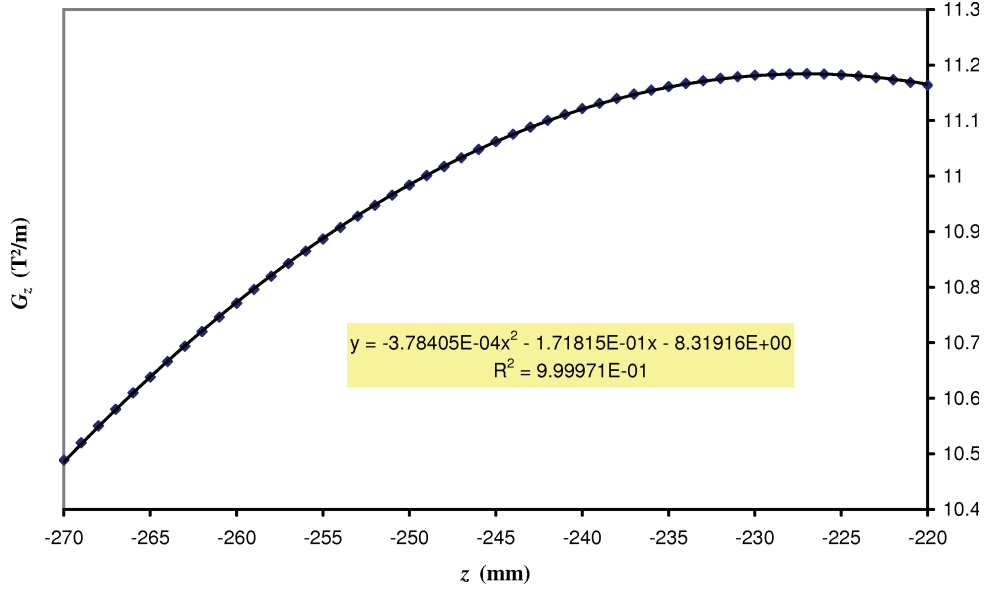


FIGURE 3.15 – Approximation des points de la courbe de compensation par un polynôme du second ordre ($I = 280,75$ A).

d'où

$$a \cdot G_0 = \frac{A \cdot a}{3} \left(3z_C^2 + \frac{a^2}{4} \right) + B \cdot z_C \cdot a + C \cdot a$$

$$\Leftrightarrow G_0 = A \cdot z_C^2 + B \cdot z_C + C + \frac{A \cdot a^2}{12}$$

Finalement,

$$\boxed{G_0 = G_{z,app}(z_C) + \frac{A \cdot a^2}{12}} \quad (3.13)$$

Cette expression donne la condition d'équilibre de la bulle avec un profil parabolique. On peut remarquer que si la taille de la bulle est très petite, c'est à dire si $a \approx 0$, l'expression devient $G_0 = G_{z,app}(z_C)$. Dans ce cas, les points C et S sont confondus car, par définition, $z_s = z_0$ et $G(z_0) = G_0$.

3.2.4 Cas pratique

Afin d'assurer une concordance fine entre la simulation numérique et la compensation réelle avec l'installation OLGA, la méthode suivante est proposée : il s'agit de faire coïncider l'extrémité supérieure de la courbe de compensation obtenue par simulation numérique avec celle obtenue de manière expérimentale.

Le constat de départ est le suivant : selon la valeur de courant de compensation, il peut y avoir un, deux, ou aucun point de compensation exacte (voir section 1.2). En partant d'une situation où deux points de compensation sont présents, si le courant est réduit, le point de compensation stable tend à se rapprocher du point correspondant au maximum de la courbe de compensation. Au cas limite, les deux points sont confondus.

C'est cette situation que nous allons chercher à reproduire expérimentalement, en étudiant le comportement d'une bulle de vapeur isotherme. En théorie, une bulle de taille très petite ($a \simeq 0$)

permettrait d'obtenir directement le point correspondant au maximum de la courbe de compensation. Le courant le plus faible permettant de maintenir la bulle stable place alors la bulle en ce point. Le calage entre la courbe obtenue par RADIA et la bobine réelle est alors automatique.

Cependant, il est difficile de réaliser en pratique une bulle de très petite taille. Ses dimensions sont donc non négligeables : il faut prendre en compte sa géométrie. Nous allons donc nous intéresser au cas limite stable qui peut être reproduit expérimentalement.

3.2.5 Modélisation de la situation limite de la bulle

Pour l'étude, les points géométriques suivants sont ajoutés :

- le point I : point de compensation instable, de coordonnées z_I ;
- le point M : sommet de la courbe de compensation, de coordonnées z_M .

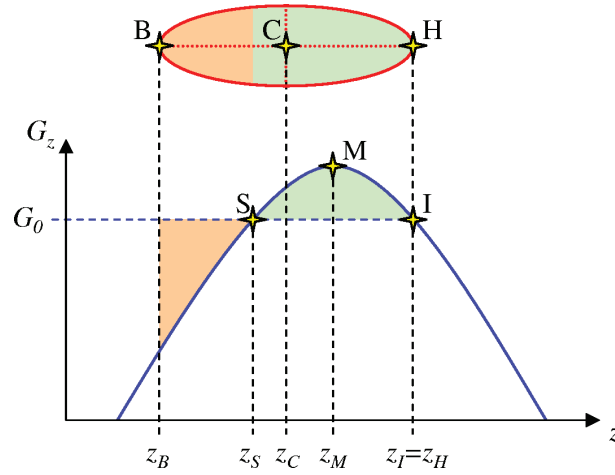


FIGURE 3.16 – Modélisation du cas limite de stabilité de la bulle (en orange : volume de la bulle sous-compensé ; en vert : volume de la bulle sur-compensé).

La figure 3.16 montre la bulle dans la situation limite de stabilité. Dans ce cas, les points H et I sont confondus. Les relations suivantes permettent de déterminer alors l'ensemble des coordonnées des points :

$$\begin{cases} z_B = z_C - \frac{a}{2} \\ z_H = z_C + \frac{a}{2} = z_I \\ z_S = z_M - (z_I - z_M) = 2z_M - z_I \end{cases}$$

Par conséquent, en déterminant z_C , z_M et a , le problème est entièrement résolu.

Par ailleurs, par propriété des points S et I, on a

$$G_{z,app}(z_S) = G_{z,app}(z_I) = G_0$$

À la condition limite d'équilibre de la bulle, les points H et I sont confondus, donc :

$$G_{z,app}(z_H) = G_{z,app}(z_I) = G_{z,app}\left(z_C + \frac{a}{2}\right) = G_0$$

La condition d'équilibre, donnée par l'expression (3.13) pour un profil de compensation parabolique, devient par conséquent

$$G_{z,app} \left(z_C + \frac{a}{2} \right) = G_{z,app}(z_C) + \frac{A \cdot a^2}{12} \quad (3.14)$$

Pour obtenir l'altitude z_C du centre de la bulle correspondant à la position stable limite, il faut résoudre l'équation (3.14).

3.2.6 Procédure de calage de la courbe de compensation

Les éléments d'étude précédents permettent maintenant de définir un protocole de résolution présenté ci-dessous. La température T est fixée. Soit f la fonction de forme définie par l'équation (3.9) :

$$f(z) = \frac{G_z(I, z)}{2\mu_0 \cdot I^2}$$

1. On recherche le point z_{max} pour lequel f atteint son maximum. Pour y parvenir, la bulle est placée en situation de compensation magnétique stable. Puis, la valeur du courant est réduite jusqu'à ce que la bulle ne soit plus en position stable. Elle se trouve alors en situation de sous-compensation et s'échappe donc vers la partie supérieure de la cellule. Le courant minimal I_{exp} et les coordonnées de la bulle pour lesquels cette dernière est stable sont relevés (un cliché est pris également).
2. Avec RADIA, on calcule le profil de compensation correspondant au courant précédemment relevé : la discrétisation $G_{z,RADIA}(I_{exp}, z)$ en résulte. On effectue ensuite une approximation par un polynôme du 2^e degré à l'aide de Excel, pour obtenir la courbe approchée $G_{z,app}(I_{exp}, z)$.
3. La fonction de forme f devient :

$$f(z) = \frac{G_{z,app}(I_{exp}, z)}{2\mu_0 \cdot I^2}$$

4. Le cliché pris permet de connaître le paramètre a de la bulle. On peut donc résoudre l'équation (3.14). L'altitude z_C du centre de la bulle alors obtenue permet de déduire les coordonnées de l'ensemble des autres points.
5. La susceptibilité χ_ρ est obtenue par l'expression (3.8) :

$$\chi_\rho(T) = \frac{2\mu_0 \cdot g}{G_{z,app}(I_{exp}, z_0)}$$

Cette procédure est à reproduire pour chaque température considérée. Lorsque toutes les températures sont étudiées, on vérifie l'unicité de la fonction f .

On connaît alors le niveau de gravité résiduelle pour n'importe quel paramètre :

$$g^*(I, z, T) = g - \chi_\rho(T) \cdot I^2 \cdot f(z) \quad (3.15)$$

3.2.7 Résultats

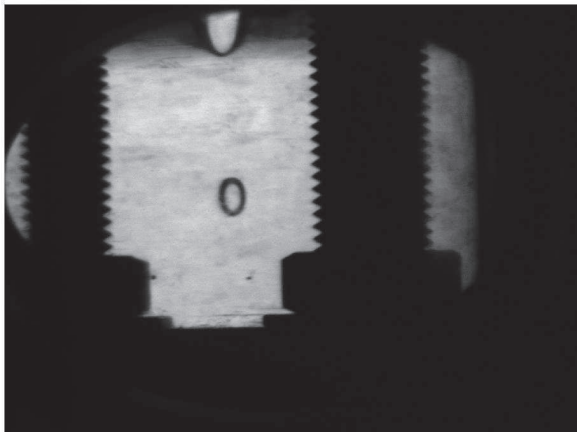
L'étude complète est menée pour quatre températures : 152,4 K, 152,8 K, 153 K et 153,2 K. Une étude partielle pour une température de 153,4 K est ajoutée.

3.2.7.1 Position limite stable

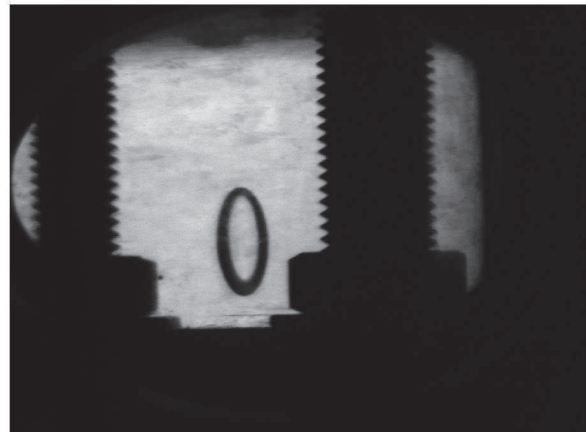
Les positions limites stables correspondant aux quatre températures de saturation et présentées sur la figure 3.17 sont répertoriées dans le tableau 3.3. La forme non-sphérique des bulles est liée à l'instabilité ferrofluidique. Les grandeurs mesurées sont : la température de saturation T_{sat} , le courant dans la bobine I_{exp} et le repère du déplacement de l'anticryostat par rapport au cryostat z_t qui est un repère de l'altitude de la cellule, donc de l'élément chauffant. Les incertitudes de mesure sont : $\Delta T_{sat} = 0,01 \text{ K}$; $\Delta I_{exp} = 0,01 \text{ A}$; $\Delta z_t = 0,1 \text{ mm}$.

Les longueurs a et d_{EC^*-C} (distance entre l'élément chauffant et le centre de la bulle) sont mesurées sur les clichés. À cette fin, on utilise l'ombre portée de la tige filetée située juste à droite de la bulle comme repère. Comme toutes les autres tiges, elle est standardisée selon la norme ISO de pas M5. Par conséquent, le pas entre deux dents consécutives du filet est de 0,8 mm. Les incertitudes de mesure sont : $\Delta a = \Delta d_{EC^*-C} = 0,2 \text{ mm}$.

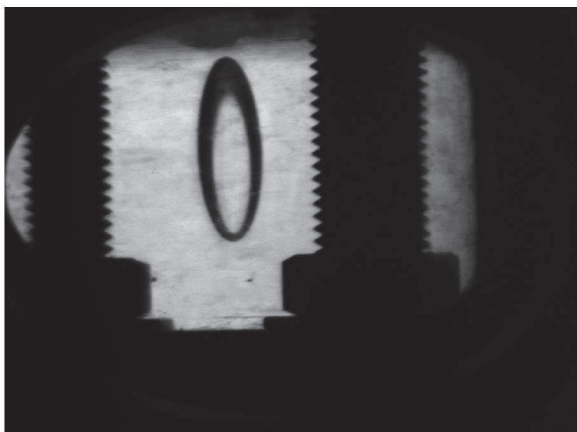
Pour obtenir d_{EC^*-C} , la distance entre le centre de la bulle et le haut de l'écrou est mesurée, à laquelle sont ajoutés 12 mm qui correspondent à la longueur verticale entre l'élément chauffant et le haut de l'écrou. Enfin, $z_{C,t} = z_t + d_{EC^*-C}$ repère l'altitude du centre de la bulle. L'incertitude est donc $\Delta z_{C,t} = \Delta z_t + \Delta d_{EC^*-C} = 0,3 \text{ mm}$.



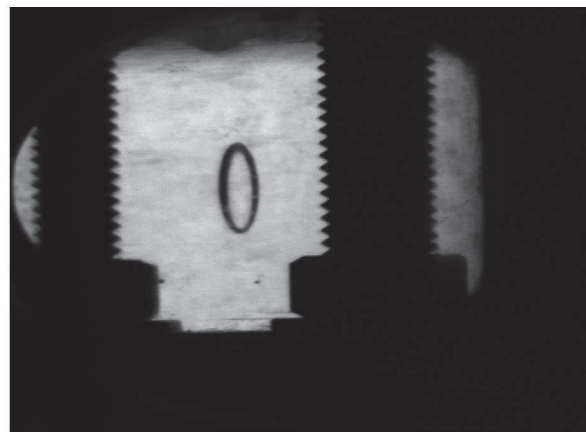
152.4K – 280.75A (position limite)



152.8K – 281.2A



153K – 280.9A (position limite)



153.2K – 281.3A

FIGURE 3.17 – Positions limites stables de la bulle pour les différentes températures étudiées.

T_{sat} K	I_{exp} A	a mm	z_t mm	d_{EC^*-C} mm	$z_{C,t}$ mm
152,4	280,75	2,4	50,3	15,2	65,5
152,8	280,8	6,8	50,3	16,8	67,1
153	280,9	12	50,3	18,6	68,9
153,2	281,2	5,8	50,3	18	68,3
153,4	281,7	10	-	19	-

TABLE 3.3 – Paramètres liés aux positions stables limites de la bulle.

3.2.7.2 Approximation de la discrétisation RADIA par un polynôme du 2^e degré

La fonction discrète $G_{z,RADIA}(I_{exp}, z)$ obtenue par RADIA avec un courant I_{exp} est approchée par une fonction continue $G_{z,app}(I_{exp}, z)$ sur l'intervalle $[-270, -220 \text{ mm}]$. Les fonctions approchées sont indiquées dans le tableau 3.4.

T_{sat} K	I_{exp} A	$G_{z,app}(I_{exp}, z)$ $T^2 \cdot m^{-1}$	R^2 -
152,4	280,75	$-3,784\,05 \cdot 10^{-4} \cdot z^2 - 1,718\,15 \cdot 10^{-1} \cdot z - 8,319\,16$	0,999 97
152,8	280,8	$-3,785\,34 \cdot 10^{-4} \cdot z^2 - 1,718\,73 \cdot 10^{-1} \cdot z - 8,321\,71$	0,999 97
153	280,9	$-3,787\,95 \cdot 10^{-4} \cdot z^2 - 1,719\,91 \cdot 10^{-1} \cdot z - 8,327\,07$	0,999 97
153,2	281,2	$-3,796\,38 \cdot 10^{-4} \cdot z^2 - 1,723\,75 \cdot 10^{-1} \cdot z - 8,346\,85$	0,999 97

TABLE 3.4 – Fonctions approchées $G_{z,app}$ et coefficient de corrélation R^2 .

3.2.7.3 Fonction de forme f

La fonction de forme f est donnée par la relation :

$$f(z) = \frac{G_{z,app}(I_{exp}, z)}{2\mu_0 \cdot I^2}$$

Le calcul de l'incertitude donne :

$$\begin{aligned}
\frac{df}{f} &= \frac{dG}{G} + 2 \cdot 2 \cdot \frac{dI}{I} \\
&= 2 \cdot \frac{dB_z}{B_z} + \frac{dz}{z} + 4 \cdot \frac{dI}{I} \\
&= 2 \cdot \frac{10^{-3}}{2} + \frac{0,2}{220} + 4 \cdot \frac{10^{-2}}{280} \\
\text{soit } \frac{df}{f} &= 2,14 \cdot 10^{-4}
\end{aligned}$$

Le tableau 3.5 montre que les fonctions de formes pour les différentes températures sont presque identiques. La fonction f utilisée dans la suite du document est la moyenne arithmétique de ces quatre équations.

T_{sat} K	I_{exp} A	$f(z)$ $\text{kg} \cdot (\text{A} \cdot \text{m} \cdot \text{s})^{-2}$
152,4	280,75	$-1,910\,19 \cdot 10^{-3} \cdot z^2 - 8,673\,25 \cdot 10^{-1} \cdot z - 41,9952$
152,8	280,8	$-1,910\,16 \cdot 10^{-3} \cdot z^2 - 8,673\,08 \cdot 10^{-1} \cdot z - 41,9932$
153	280,9	$-1,910\,12 \cdot 10^{-3} \cdot z^2 - 8,672\,86 \cdot 10^{-1} \cdot z - 41,9903$
153,2	281,2	$-1,910\,29 \cdot 10^{-3} \cdot z^2 - 8,673\,69 \cdot 10^{-1} \cdot z - 42,0003$

 TABLE 3.5 – Fonctions de forme $f(z)$.

La fonction de forme f retenue est donc :

$$f(z) = -1,910\,19 \cdot 10^{-3} \cdot z^2 - 8,673\,22 \cdot 10^{-1} \cdot z - 41,9947 \quad (3.16)$$

3.2.7.4 Coordonnées des points

Pour trouver les coordonnées des points C et M, le solveur Excel est utilisé :

- point C : z_C est obtenue en résolvant l'équation (3.14) ;
- point M : z_M est obtenue en cherchant le maximum de la courbe $G_{z,app}(I_{exp}, z)$.

Puis, en utilisant les relations définies plus tôt, on peut déterminer les altitudes des points B, S, I et celle de l'élément chauffant. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.6.

T_{sat} K	I_{exp} A	z_{EC^*} mm	z_B mm	z_S mm	z_C mm	z_M mm	z_I mm
152,4	280,75	-242,99	-228,49	-227,76	-227,39	-227,03	-226,29
152,8	280,8	-245,02	-231,82	-229,42	-228,22	-227,02	-224,62
153	280,9	-247,97	-234,82	-230,92	-228,97	-227,02	-223,12
153,2	281,2	-246,63	-231,03	-229,03	-228,03	-227,03	-225,03
153,4	281,7	-	-233,69	-230,36	-228,69	-227,03	-223,69

TABLE 3.6 – Coordonnées des points.

Comme pressenti, les points M qui correspondent à la valeur maximale des courbes sont situés au même endroit quelle que soit la température de saturation.

3.2.7.5 Susceptibilité magnétique expérimentale

Pour terminer, on calcule la valeur de la susceptibilité trouvée pour chaque température selon l'expression :

$$\chi_\rho(T) = \frac{2\mu_0 \cdot g}{G_{z,app}(I_{exp}, z_0)}$$

La figure 3.18 montre l'évolution de la susceptibilité magnétique massique en fonction de la température de saturation.

Trois approximations sont proposées :

- une constante (en vert) ;
- un polynôme (en bleu) ;

T_{sat} K	I_{exp} A	z_0 mm	$G_{z,app}(I_{exp}, z_0)$ $T^2 \cdot m^{-1}$	χ_ρ $m^3 \cdot kg^{-1}$
152,4	280,75	-227,76	11,1838	$2,2045 \cdot 10^{-6}$
152,8	280,8	-229,42	11,1858	$2,2042 \cdot 10^{-6}$
153	280,9	-230,92	11,1902	$2,2033 \cdot 10^{-6}$
153,2	281,2	-229,03	11,2184	$2,1978 \cdot 10^{-6}$
153,4	281,7	-230,36	11,2557	$2,1905 \cdot 10^{-6}$

TABLE 3.7 – Susceptibilités magnétiques expérimentales.

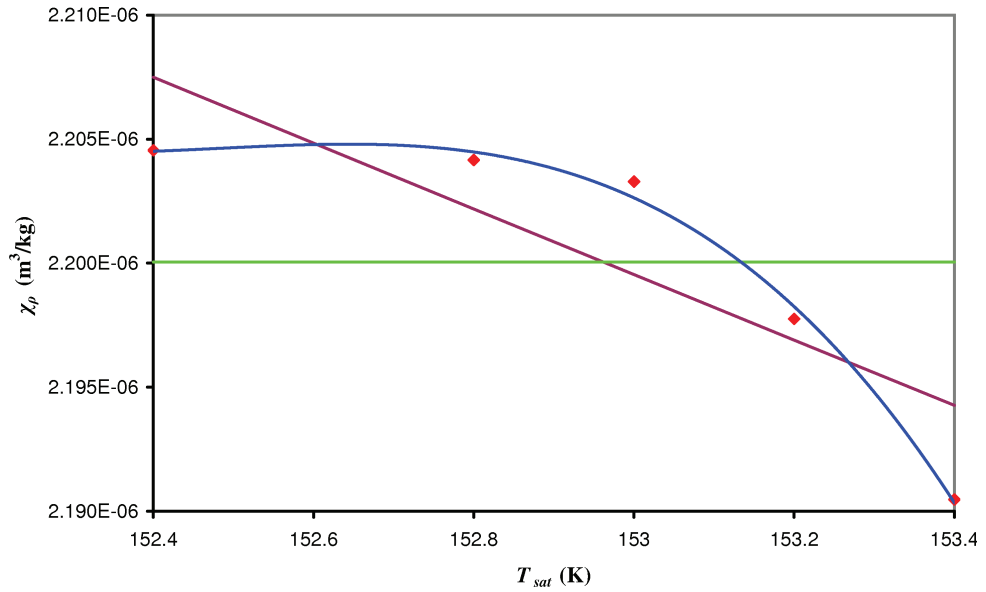


FIGURE 3.18 – Évolution de la susceptibilité (losanges) en fonction de la température. Trois modèles d'interpolation sont représentés : constante (en vert), polynôme de degré 3 (en bleu) et modèle du paramagnétisme (en violet).

– une évolution basée sur le modèle du paramagnétisme (en violet).

La constante (courbe verte) est obtenue en calculant la moyenne arithmétique des susceptibilités magnétiques massiques. La moyenne est de :

$$\chi_\rho = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \quad (3.17)$$

Nous avons vu que les matériaux paramagnétiques suivent une loi décrite par l'équation (1.14) :

$$\chi_\rho^{-1}(T) \sim T - T_{\text{Curie}}$$

Dans le cas présent, la relation adaptée (courbe violette) est :

$$\chi_\rho^{-1}(T) = 2730,5 \cdot T + 36\,875$$

Enfin, un polynôme de degré 3 (courbe bleue) permet également d'obtenir une équation approchée de la discrétisation :

$$\chi_\rho(T) = -2,047\,45 \cdot 10^{-8} \cdot T^3 + 9,366\,13 \cdot 10^{-6} \cdot T^2 - 1,428\,19 \cdot 10^{-3} \cdot T + 7,259\,40 \cdot 10^{-2}$$

Bien que les trois approximations soient correctes, à première vue, la constante est mise de côté puisqu'elle ne reflète pas la dépendance thermique de la susceptibilité. Le choix parmi les deux solutions restantes est laissé à l'appréciation de l'utilisateur.

Ici, le choix s'est orienté vers la loi d'évolution des matériaux paramagnétiques (courbe violette). Il vient :

$$\chi_\rho(T) = \frac{3,6623 \cdot 10^{-4}}{T + 13,505} \quad (3.18)$$

3.2.7.6 Correspondance des altitudes

On souhaite maintenant déterminer la relation qui permet de passer de l'altitude de la cellule par rapport au centre de la bobine (donnée par les simulations avec RADIA et représentée par z_{EC^*}) à celle relative à sa position par rapport au cryostat (donnée par z_t).

T_{sat} K	I_{exp} A	z_t mm	z_{EC^*} mm	$z_{EC^*} - z_t$ mm
152,4	280,75	50,3	-243	-293,3
152,8	280,8	50,3	-245	-295,3
153	280,9	50,3	-248	-298,3
153,2	281,2	50,3	-246,6	-296,9

TABLE 3.8 – Correspondance des altitudes.

Le tableau 3.8 montre l'écart entre ces deux repères : ils sont similaires, même s'ils ne sont pas tout à fait égaux. À défaut de consensus entre les valeurs, celle de la température de saturation égale à 152,4 K est privilégiée. En effet, la taille de la bulle est la plus petite dans ce cas, ce qui réduit les erreurs (figure 3.17).

Ainsi, la règle de passage d'une coordonnée à l'autre est donnée par la relation :

$$z_{EC^*} = z_t - 293,3 \pm 0,2 \quad (3.19)$$

3.2.8 Bilan

Cette étude permet maintenant de déterminer le niveau de gravité résiduelle sur l'axe, quels que soient la température, l'altitude ou le courant imposé. Le niveau de gravité résiduelle à l'altitude z considérée est donné par l'expression :

$$g^*(I, z, T) = g - \chi_\rho(T) \cdot I^2 \cdot f(z) \quad (3.20)$$

où

$$\left| \begin{aligned} f(z) &= -1,910\,19 \cdot 10^{-3} z^2 - 8,673\,22 \cdot 10^{-1} z - 41,9947 \\ \chi_\rho(T) &= \frac{3,6623 \cdot 10^{-4}}{T + 13,505} \end{aligned} \right.$$

Cette expression n'est valable qu'à proximité du point critique (avec une température comprise entre 152,4 et 153,4 K) et pour une altitude comprise entre -270 et -220 mm.

L'installation OLGA a fait l'objet de modifications à l'issue de cette campagne de calage. Ainsi, le repère z_t a été déplacé de 10 mm vers le haut. Par conséquent, pour placer l'élément chauffant à l'altitude précédemment définie, on déplace l'anticryostat de manière à mettre le repère z_t au niveau de la valeur :

$$z_t = z_{EC^*} + 283,3 \pm 0,2 \quad (3.21)$$

L'instabilité ferrofluidique s'est manifestée en provoquant l'étirement des bulles selon la direction de l'axe magnétique, mais n'a pas entraîné l'apparition d'oscillations de l'interface. Son effet est donc réduit.

Par ailleurs, cette étude a permis également de définir une méthode de mesure indirecte de la susceptibilité magnétique massique de l'oxygène.

3.3 Variations rapides d'accélération

Avec le développement du nouveau moteur Vinci de la fusée d'Ariane 5 destiné à être rallumable dans l'espace, apparaît, au côté du problème du refroidissement du moteur en orbite, celui du ballonnement des ergols dans les réservoirs partiellement remplis lors des phases d'arrêt ou du redémarrage du moteur. Le ballonnement est produit par la force d'inertie d'entraînement accompagnant les variations de poussée de la fusée.

La compensation magnétique permet de simuler ces variations d'accélération dans une installation terrestre. La station OLGA est apte à réaliser des études transitoires de l'hydrodynamique de l'oxygène à saturation [61]. Les variations rapides d'accélération sont des variations rapides de la force magnétique s'appliquant sur l'oxygène. Il s'agit en réalité d'appliquer un échelon de cette force, qui équivaut à un échelon de niveau de gravité résiduelle.

La réponse de l'installation est identique à celle d'un système régi par une équation différentielle du 1^{er} ordre après un échelon de Heavyside, avec un temps de réponse de 340 ms (voir ci-dessous).

3.3.1 Principe

Une variation rapide de force magnétique peut s'effectuer en modifiant rapidement la valeur du courant de compensation. Cependant, les matériaux supraconducteurs ne supportent pas de modification rapide de courant, puisqu'elle est susceptible de provoquer un quench du matériau.

La seule manière de modifier rapidement le courant dans une bobine supraconductrice est de décharger l'énergie accumulée dans une résistance en coupant l'alimentation électrique. C'est exactement le phénomène qui se déroule lorsqu'un quench est détecté sur la bobine et que celle-ci est alors déchargée dans la résistance de protection. Au cours de la décharge, le circuit électrique est un circuit du type RL (résistance-bobine) et le courant suit une décroissance exponentielle dont la constante de temps τ , qui dépend de la valeur R de la résistance et de la valeur L de l'inductance, est déterminée par la relation suivante :

$$\tau = L/R \quad (3.22)$$

Les variations rapides d'accélération effectuées avec une seule résistance ne sont pas intéressantes, puisque la seule valeur finale de la gravité résiduelle possible est la gravité terrestre (car le courant est obligatoirement nul).

Ainsi, pour réaliser des variations rapides d'accélération avec OLGA, les deux bobines de l'installation doivent fonctionner en même temps (figure 3.19). Cette configuration permet d'appliquer un échelon d'accélération, dont les valeurs initiales et finales sont modifiables.

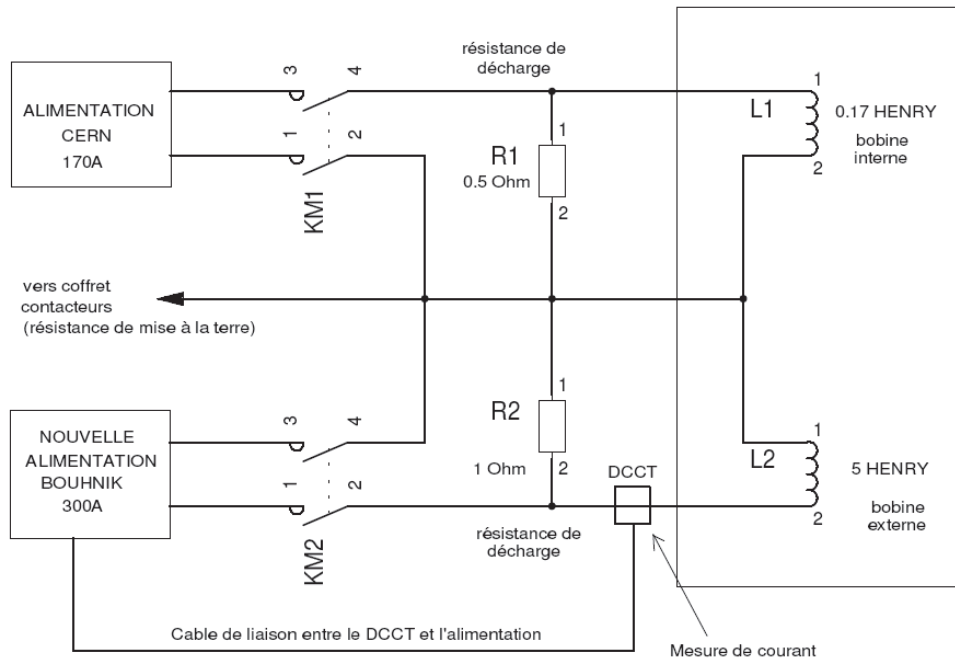


FIGURE 3.19 – Schéma électrique des bobines d'OLGA pour la simulation des variations rapides d'accélération.

3.3.2 Mise en œuvre

À l'état initial, les contacteurs KM1 et KM2 sont fermés et les deux bobines sont actives : le courant I_e qui circule dans la bobine externe L2 est fourni par l'alimentation BOUHNIAK et le courant I_i qui circule dans la bobine interne L1 est fourni par l'alimentation CERN. Les courants dans les bobines de décharge R1 et R2 sont nuls, puisque les bobines sont supraconductrices. Au moment de la transition, le courant dans la bobine interne est brutalement ramené à zéro, pendant que le courant dans la bobine externe est maintenu à sa valeur initiale.

Pour réaliser la transition, le contacteur KM1 de la bobine interne est ouvert. L'énergie accumulée dans la bobine L1 se dissipe alors dans la résistance de décharge R1 située à l'extérieur du cryostat, selon une relaxation exponentielle (décharge d'un circuit RL) dont la constante de temps est de 340 ms.

En raison du couplage électromagnétique entre les deux bobines, le courant dans la bobine externe ne peut pas rester constant, car une tension y est induite par la décharge de la bobine interne.

Une alimentation électrique spécifique a été développée pour contrer l'apparition de cette tension induite et garantir une stabilité de courant dans la bobine externe.

3.3.3 Protocole expérimental

Les expériences sont réalisées avec de l'oxygène à saturation à 90,1 K (1 bar) dans la cellule basse pression de 100 mm de long. La cellule reste isotherme à tout moment : aucun flux de chaleur n'est appliqué par l'élément chauffant.

La cellule est remplie à 80 % par l'oxygène liquide sous gravité terrestre, puis le courant de compensation est appliqué. La microgravité permet de régler la taille de la bulle désirée en ajustant la pression dans la cellule. Celle-ci est ensuite fermée.

Deux types de transitions, correspondant aux variations maximum possibles par l'installation, sont effectuées :

- au maximum une transition de $-0,5\text{ g}$ à 0 g : elle correspond à l'arrêt du moteur-fusée ;
- au maximum une transition de 0 g à $0,4\text{ g}$: elle correspond au rallumage du moteur-fusée ;

Les mouvements de l'interface sont observés avec la caméra rapide à 500 images/s. L'éclairage est diffus par l'intermédiaire du verre dépoli de l'endoscope d'éclairage.

3.3.4 Résultats

Les phénomènes observés sont parfaitement reproductibles. Les conditions expérimentales qui permettent d'obtenir la microgravité (0 g) sont données dans le tableau 3.9.

transition	arrêt	rallumage
I_e	239,25 A	186,6 A
I_i	0 A	170 A
z_0	$-243,2\text{ mm}$	$-243,2\text{ mm}$

TABLE 3.9 – Conditions expérimentales correspondant à la microgravité lors des transitions.

Les deux situations du tableau 3.9 correspondent respectivement à la dernière image de la figure 3.22 et à la première image de la figure 3.24. La forme de la bulle n'est pas parfaitement sphérique en raison (i) de l'inhomogénéité du champ de gravité résiduelle (figure 3.20) et (ii) de l'instabilité ferrofluidique inhérente à l'oxygène en présence d'un champ magnétique (section 1.2.5.2).

3.3.4.1 Validation du concept

Les tests préliminaires montrent que la constante de temps des phénomènes transitoires est effectivement de 340 ms (figure 3.21). On aperçoit, sur cette figure, la réponse de l'alimentation

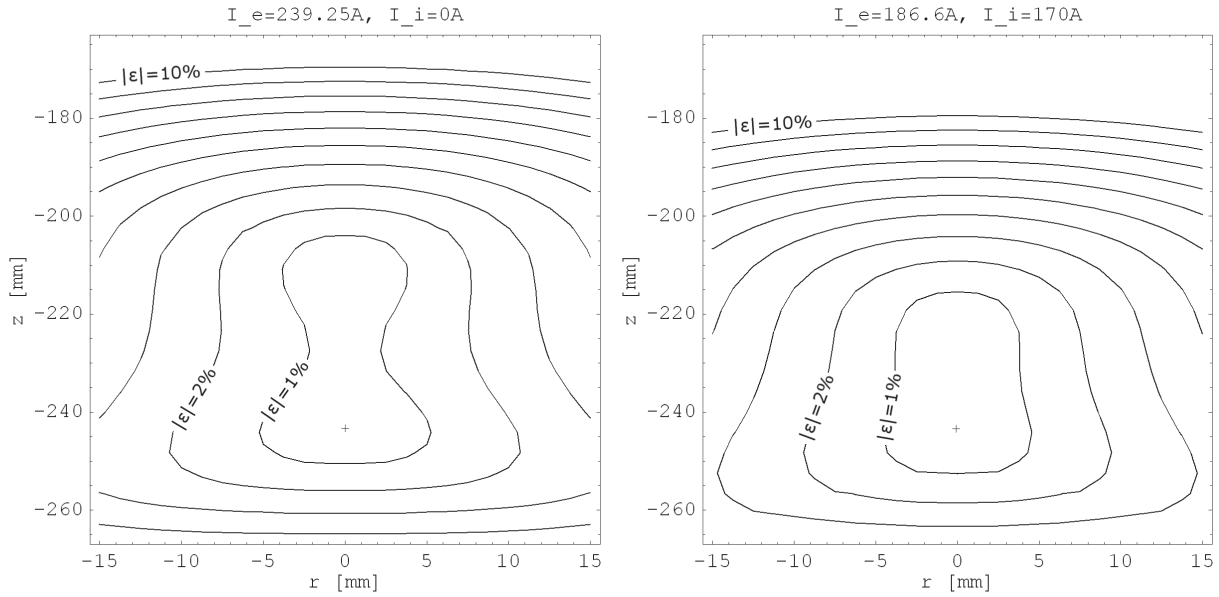


FIGURE 3.20 – Inhomogénéité du champ magnétique dans la cellule : un solénoïde (à gauche) et deux solénoïdes (à droite).

de la bobine externe pour contrer le phénomène d'inductance mutuelle pendant la transition. Les mesures sont effectuées avec un oscilloscope numérique à haute fréquence d'acquisition (10 kHz). Les oscillations visibles sont dues à la numérisation à haute fréquence du signal.

L'évolution analytique du niveau de gravité résiduelle pendant la transition est également indiquée.

L'oscilloscope est aussi utilisé pour qualifier les essais décrits dans les deux paragraphes suivants.

3.3.4.2 Transition de $-0,5\text{ g}$ à 0 g (ralentissement)

Les conditions expérimentales sont indiquées dans le tableau 3.10.

	I_e	I_i
État initial ($-0,5\text{ g}$)	239,25 A	170 A
État final (0 g)	239,25 A	0 A

TABLE 3.10 – Conditions expérimentales de la transition (ralentissement).

La séquence est illustrée par la figure 3.22. À l'instant initial (temps t_0), l'interface liquide-vapeur est aplatie. La phase liquide est situé *au-dessus* de la phase vapeur, car la gravité résiduelle est négative ($-0,5\text{ g}$).

Au fur et à mesure que la bobine externe se décharge, la forme de l'interface varie. L'interface se creuse vers le haut, pendant que le liquide descend le long de la paroi verticale. La phase liquide passe sous la phase vapeur et la bulle apparaît alors. Des instabilités sont visibles sur les images $t_0 + 0,4\text{ s}$ et $t_0 + 0,6\text{ s}$.

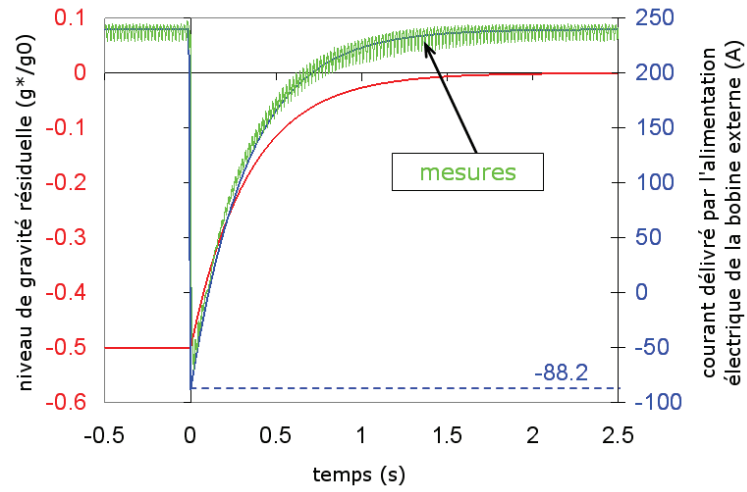


FIGURE 3.21 – Mesure de courant lors d’une transition rapide et niveau de gravité résiduelle correspondant.

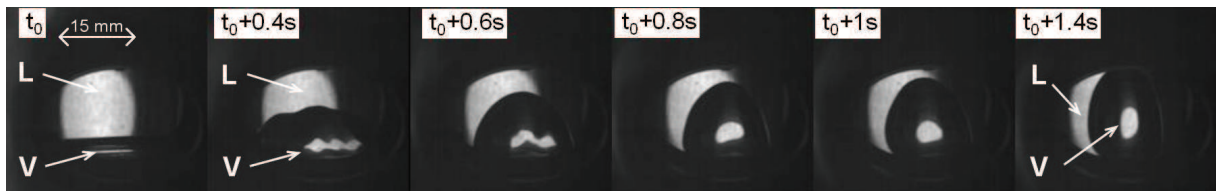


FIGURE 3.22 – Séquence d’images lors d’un ralentissement de $-0,5g$ à $0g$. La phase vapeur est indiquée par V, la phase liquide par L.

La mesure de l'évolution temporelle du courant dans la bobine externe a été tracée en parallèle avec le tracé analytique de celui de la bobine interne (figure 3.23). Les variations du courant I_e sont inférieures à 0,4 % de la valeur initiale. Le courant dans la bobine interne suit une décroissance exponentielle de 170 A à 0 A.

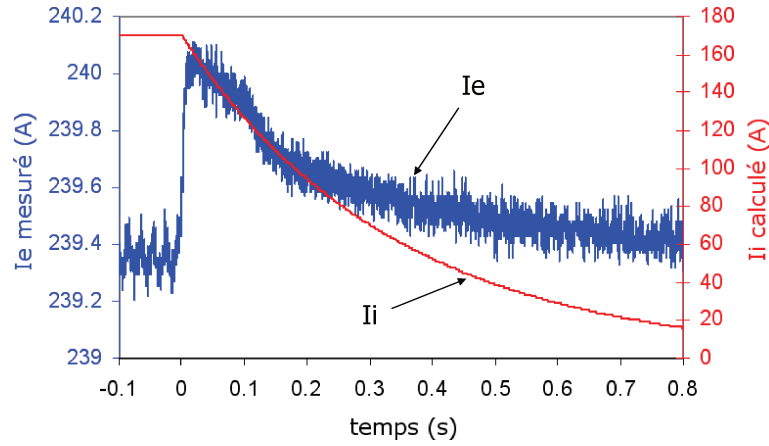


FIGURE 3.23 – Variation temporelle des courants dans chaque bobine.

3.3.4.3 Transition de 0 g à 0,4 g (accélération)

Les conditions expérimentales sont indiquées dans le tableau 3.11.

	I_e	I_i
État initial (0 g)	186,6 A	170 A
État final 0,4 g)	186,6 A	0 A

TABLE 3.11 – Conditions expérimentales de la transition (accélération).

À l'état initial t_0 , la bulle de vapeur est en microgravité : sa forme quasi sphérique l'atteste (figure 3.24).

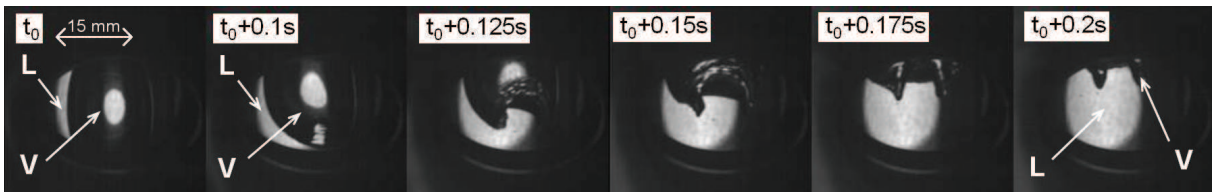


FIGURE 3.24 – Séquence d'images lors d'une accélération de 0 g à 0,4 g. La phase vapeur est indiquée par V, la phase liquide par L.

Lorsque la transition s'opère, la gravité apparaît peu à peu. La bulle est alors entraînée vers le haut à cause de la poussée d'Archimède qui s'opère. Un jet de liquide est également visible à l'intérieur de la bulle (à partir de $t_0+0,125$ s). La bulle est déformée par une instabilité d'interface de type Kelvin-Helmoltz [2].

La mesure de l'évolution temporelle du courant dans la bobine externe a été tracée en parallèle avec le tracé analytique de celui de la bobine interne (figure 3.25). Les variations du courant I_e sont inférieures à 0,4% de la valeur initiale. Le courant dans la bobine interne suit une décroissance exponentielle de 170 A à 0 A.

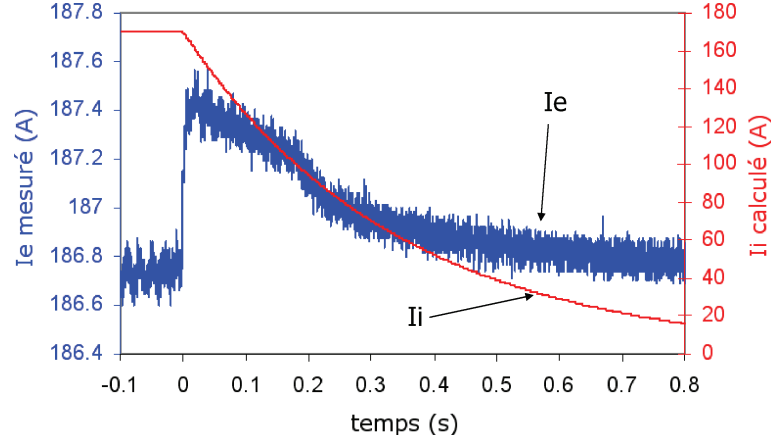


FIGURE 3.25 – Variation temporelle des courants dans chaque bobine.

3.3.5 Bilan

Ces premiers résultats, bien que préliminaires, ont permis d'illustrer de nouvelles possibilités d'exploitation pour la station OLGA. La station, principalement destinée à la recherche des phénomènes de transfert thermique sous gravité réduite *constante*, ouvre la voie à des recherches en gravité réduite variable rapidement. Les phénomènes qui pourront être mis en évidence seront dans un premier temps étudiés en régime isotherme, donc purement hydrodynamiques. Dans un second temps, il sera possible d'ajouter les transferts thermiques, par application d'un flux de chaleur notamment.

3.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a présenté trois études préliminaires en vue de la réalisation des expériences dans la station de compensation OLGA.

Comme nous l'avons évoqué à la section 1.2, l'ajout d'un insert ferromagnétique augmente sensiblement le volume à étudier. La validation du concept a pu être effectuée lors de la mesure systématique du champ magnétique qui a montré des résultats concluants malgré la simplicité du système utilisé. Cette étude particulière a permis en outre de faire correspondre l'étude numérique et l'étude expérimentale et de valider le nombre de spires de la bobine externe d'OLGA. Le nombre de spires implanté dans le code de calcul RADIA est de 3996. Le modèle numérique ne prend pas en compte les imperfections géométriques et considère une distribution de courant uniforme dans la section de la bobine. Ces éléments permettent d'expliquer pourquoi le nombre de spires ne correspond pas à un multiple du nombre de couches dont la bobine est composée.

En revanche, l'insert ne pourra être effectivement utilisé pour les études qui vont suivre (chapitre 5 et 6). Comme nous l'avons mentionné à la section 1.2.5.2), l'interface liquide-vapeur de l'oxygène est sujette à l'apparition de l'instabilité ferrofluidique en présence d'un champ magnétique. Or,

en cas d'utilisation de l'insert, il faut augmenter le champ magnétique, l'effet de l'instabilité est donc amplifié. Par conséquent, l'insert sera écarté dans la suite du travail.

Une méthode originale de détermination de la susceptibilité magnétique a également été proposée, dans le but d'obtenir de manière plus précise le niveau de gravité résiduelle au niveau de l'élément chauffant en fonction des paramètres d'entrée, pour les expériences d'ébullition à haute pression dans l'oxygène (chapitre 6).

Par ailleurs, les premiers résultats relatifs à l'étude de l'hydrodynamique de l'oxygène sous compensation magnétique rapidement variable ont été présentés. Bien que préliminaires, ces résultats ont permis de valider l'utilisation des bobines d'OLGA pour simuler le comportement des ergols dans les réservoirs lors du démarrage et de l'arrêt des moteurs-fusées.

Chapitre 4

Déplacement de bulle en microgravité sous gradient de température

4.1 Objectifs

On considère une bulle d'hydrogène en équilibre mécanique en microgravité. La bulle de vapeur est initialement à l'équilibre thermodynamique à saturation avec le liquide environnant. Il s'agit d'étudier le mouvement de la bulle sous un gradient de température imposé.

4.2 Étude préliminaire

4.2.1 Modélisation

En l'absence de gravité, la convection naturelle ne peut plus avoir lieu. Les transferts thermiques dans le liquide (en l'absence d'ébullition) s'opèrent donc uniquement par diffusion, par échange de chaleur latente et par effet piston (lié à la compressibilité du fluide).

Pour expliquer le mouvement de la bulle sous gradient thermique, trois mécanismes sont étudiés :

- un modèle thermocapillaire (le gradient de température induit un gradient de tension superficielle) ;
- un modèle d'évaporation-condensation simple ;
- un modèle d'évaporation-condensation hydrodynamique.

4.2.1.1 Modèle thermocapillaire – convection Marangoni

Pour un effet de migration thermocapillaire de type Marangoni, le mouvement est contrôlé par la variation de la tension superficielle liquide-vapeur σ qui est dépendante de la température de l'interface T . La vitesse v_b de déplacement dans ce cas est donné par [6] :

$$\vec{v}_b = -\frac{2}{2\eta_L + 3\eta_V} \frac{r_b}{2 + \lambda_V/\lambda_L} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T} \right) \vec{\nabla} T \quad (4.1)$$

où η est la viscosité dynamique, λ la conductivité thermique et r_b le rayon de la bulle (les indices L et V sont relatifs au liquide et la vapeur). Le sens du mouvement est dépendant de $\frac{\partial \sigma}{\partial T}$.

Ce mécanisme, bien qu'étant incontournable dans les études thermiques de mélanges diphasiques, ne peut pas s'appliquer ici. L'effet Marangoni est lié à la présence de gaz incondensable dans la cellule, ce qui n'est pas le cas ici. En effet, d'une part, l'hydrogène injecté dans la cellule est un fluide pur. D'autre part, les isomères de l'hydrogène (voir section 4.3.2) sont intimement miscibles, et forment une unique phase. Par conséquent, la température de l'interface est uniforme et égale à la température de saturation et il ne peut donc pas s'agir d'un effet de type Marangoni [6, 26].

4.2.1.2 Modèle simple d'évaporation-condensation

Le modèle de déplacement de bulle a été présenté à la section 1.3.3. Une approche 1D a permis de donner la vitesse d'interface de la bulle (équation (1.39)) :

$$v_i = \frac{\lambda}{\rho H} \frac{dT}{dz}$$

Pour le cas d'une bulle réelle, l'approche développée pour le phénomène d'évaporation-condensation par Mok [47], combinée à la solution de l'équation de Laplace développée par Landau [35], permet d'écrire l'expression de la vitesse de déplacement de la bulle v_b en régime permanent sous la forme :

$$v_b \simeq \frac{3}{\rho_L} \frac{\lambda_L}{H} \nabla T \quad (4.2)$$

où λ_L est la conductivité thermique du liquide, H la chaleur latente massique d'évaporation, ρ_L la masse volumique du liquide et ∇T le gradient thermique appliqué.

4.2.1.3 Modèle hydrodynamique d'évaporation-condensation

L'approche originale proposée par Onuki [57, 58] fait quant à elle intervenir les effets visqueux qui n'étaient pas pris en compte dans le modèle précédent. L'expression de la vitesse v_b obtenue en régime permanent est approchée de la manière suivante :

$$v_b \simeq \frac{\hat{\eta} + (1 + \hat{\eta}/2) \hat{\rho} \lambda_L}{(1/3 + \hat{\eta}/2) \rho_V H} \nabla T \quad (4.3)$$

où $\hat{\eta} = \eta_V/\eta_L$ est le rapport des viscosités dynamiques de la vapeur et du liquide, $\hat{\rho} = \rho_V/\rho_L$ le rapport des masses volumiques de la vapeur et du liquide, ρ_V la masse volumique de la vapeur, λ_L la conductivité thermique du liquide, H la chaleur latente massique de vaporisation et ∇T le gradient thermique appliqué.

4.2.1.4 Remarques

D'une part, on peut voir qu'au point critique, les deux modèles d'évaporation-condensation sont équivalents ($\hat{\eta}$ et $\hat{\rho}$ tendent vers 1) ; loin du point critique, au premier ordre, c'est encore le cas ($\hat{\eta}$ et $\hat{\rho}$ tendent vers 0).

D'autre part, le rayon de la bulle n'intervient pas dans les expressions, en accord avec la conservation de masse en l'absence d'effet Marangoni.

4.3 Protocole expérimental

Dans un premier temps, il s'agit de valider expérimentalement le modèle le plus conforme à la réalité : la dépendance en fonction du gradient de température est étudiée. Dans un second temps, l'exemple de résultat numérique obtenu dans l'article d'Onuki est testé.

Plusieurs études sont envisagées :

- *loin du point critique* : les gradients imposés peuvent être élevés, pour obtenir des phénomènes rapides et donc un temps de mesure réduit ;
- *près du point critique* : les gradients sont nécessairement plus faibles, afin de ne pas dépasser le point critique à l'une des extrémités de la cellule ; du fait de la faible vitesse de déplacement de la bulle, le temps d'expérience est plus long.

4.3.1 Cellule expérimentale

Les expériences sont réalisées dans la cellule expérimentale conçue pour l'étude de l'hydrogène et présentée au paragraphe 2.2.4. Le schéma de la cellule utilisée pour les expériences est donné sur la figure 4.1.

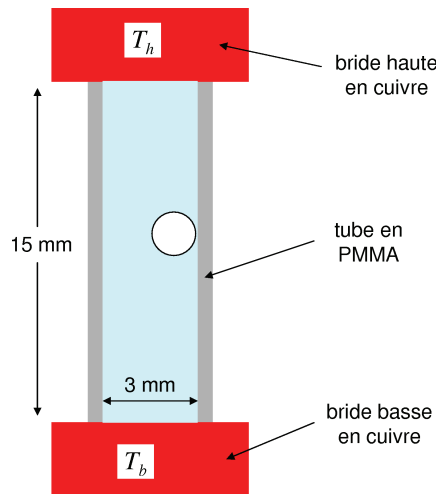


FIGURE 4.1 – Schéma de la cellule.

Les paramètres sont définis de la manière suivante : T_h est la température de la bride haute, T_b celle de la bride basse ; T_0 est la température initiale de la cellule. On définit $\Delta T = T_h - T_b$. Soit L la longueur de la cellule, le gradient de température moteur devient $\nabla T = \frac{\Delta T}{L}$.

4.3.2 Préparation des expériences

L'hydrogène existe sous deux formes isomères : l'orthohydrogène (o-H₂) et le parahydrogène (p-H₂). Leurs propriétés physiques présentent de légères différences. L'hydrogène normal (n-H₂) est un mélange de ces deux isomères dont la proportion, à l'équilibre, dépend de la température (annexe C).

Dans notre cas, qui correspond aux températures de l'hydrogène à l'équilibre liquide-vapeur, la proportion de molécule de p-H₂ devrait être supérieure à 96 % [76]. Cependant, la constante de

temps de la cinétique de la transformation ($\text{o-H}_2 \rightarrow \text{p-H}_2$) est de l'ordre de 24 h, la transformation n'a pas le temps de se faire à l'échelle de la journée de travail¹.

Par conséquent, les propriétés physiques prises en compte sont celles de l'hydrogène normal (n-H_2) (tableau 4.1).

T K	P bar	$\hat{\eta}$ -	$\hat{\rho}$ -	ρ_L $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	ρ_V $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	H $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	λ_L $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
14	0,075 41	0,026 11	$1,724 \cdot 10^{-3}$	76,97	0,1327	$4,538 \cdot 10^5$	$7,667 \cdot 10^{-2}$
22,5	1,808	0,1072	$3,311 \cdot 10^{-2}$	68,26	2,260	$4,354 \cdot 10^5$	$1,053 \cdot 10^{-1}$
32	10,96	0,4323	0,3503	47,09	16,50	$2,056 \cdot 10^5$	$8,426 \cdot 10^{-2}$
32,9	12,51	0,6482	0,5785	39,81	23,03	$1,101 \cdot 10^5$	$7,524 \cdot 10^{-2}$

TABLE 4.1 – Grandeurs caractéristiques pour l'hydrogène normal (n-H_2) [54].

La valeur du gradient imposé dépend de la proximité avec les températures des extrémités (points triple et critique) de la courbe de saturation : T_T et T_C . Il faut que la mise en place du gradient soit compatible avec les conditions diphasiques et ne soit pas à l'origine d'un changement de phase : près du point triple, l'hydrogène pourrait se solidifier ; près du point critique, l'hydrogène pourrait atteindre l'état supercritique.

Par exemple, si la température initiale de la cellule est fixée à 32 K, les températures hautes et basses ne seront pas fixées au-delà de 33 K. Pour garder une marge de sécurité on prendra 32,5 K, et pour garder une température moyenne identique tout au long de l'expérience, on fixera 31,5 K à l'autre extrémité.

Par ailleurs, pour éviter la pénétration d'incondensable dans la cellule, la pression de l'hydrogène est maintenue à une pression supérieure à la pression atmosphérique. Ainsi, la température minimale pour les expériences correspond à la température de saturation à 1 bar, soit 20,32 K.

L'installation HYLDE est mise en froid selon la procédure décrite dans le chapitre 2. La cellule est maintenue sous hélium pendant le refroidissement. Quand la bobine est à la température du bain Roubeau, le courant est fixé à 64,4 A et permet d'atteindre la compensation magnétique exacte à une altitude $z_0 = 103,4 \text{ mm}$ par rapport au centre de la bobine. Le réglet de position de l'anticryostat, situé sur le cryostat, doit être placé à une hauteur $z_r = 27 \text{ mm}$, de façon à positionner le point de compensation exacte de la gravité au milieu de la cellule.

Les températures du haut et du bas de la cellule sont imposées de manière identique et comprises entre la température du point triple (T_T) et la température du point critique (T_C).

Afin de remplir la cellule avec l'hydrogène, la vanne thermique est ouverte. Dans le cas contraire, un glaçon se formerait immédiatement et empêcherait le remplissage. La cellule est rincée trois fois avec l'hydrogène, puis le remplissage peut commencer. En augmentant la pression d'hydrogène dans la cellule, celui-ci condense instantanément sur les parois froides. La vanne pointeau permet de régler finement la pression injectée dans la cellule et par conséquent assure un réglage précis de la taille de la bulle. Lorsque celle-ci est correcte, le courant dans la vanne thermique est coupé de façon à ce que le glaçon puisse se former et fermer la cellule.

Lorsque la gravité est compensée, la bulle acquiert une forme sphérique.

1. En effet, pour des raisons de sécurité, la cellule est vidée chaque soir.

Afin d'affiner les conditions expérimentales, l'altitude de la cellule dans le champ de compensation est modifiable. Il est dès lors possible d'ajuster la position de la bulle à l'intérieur de la cellule. Le réglage $I = 64,4 \text{ A}$ et $z_r = 27 \text{ mm}$ est utilisé pour la suite.

4.3.3 Réalisation des expériences

La cellule est remplie comme indiqué précédemment en fixant la température initiale de la cellule à la valeur voulue. La bulle ne doit pas être trop grosse pour réduire les interactions avec le tube en plexiglas. Compte-tenu du diamètre interne de la cellule (3 mm), le diamètre typique maximal de la bulle est de 1 mm (correspondant au tiers du diamètre intérieur de la cellule).

La cellule est isotherme lorsque la bulle cesse de se déplacer et de changer de taille. Afin de réaliser des observations intéressantes et de s'affranchir des éventuels effets de bord dus aux brides, la bulle est placée à mi-hauteur de la cellule. La figure 4.2 montre le placement du système d'observation par rapport à la cellule et l'image qui en résulte. Le système d'observation ne permet donc pas de voir la cellule en entier.

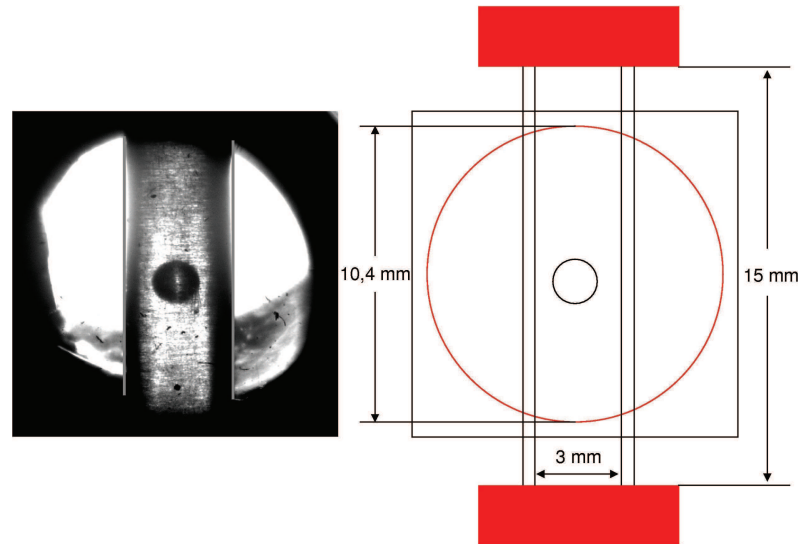


FIGURE 4.2 – Observation de la cellule : image (à gauche) ; schéma (à droite).

Les mesures sont réalisées d'après les observations par transmission de la lumière à travers la cellule, puis par analyse d'images enregistrées à l'aide de la caméra CCD. Les phénomènes étant relativement lents, il n'est pas nécessaire de réaliser de séquence vidéo. La prise de vues s'effectue avec des intervalles de temps assez grands (de l'ordre de plusieurs minutes) et l'heure exacte des clichés est notée. La vitesse de la bulle est calculée en mesurant le déplacement de la bulle entre deux images dont l'intervalle temporel de prise de vue est connu.

Quand la situation initiale est paramétrée (cellule isotherme et taille de bulle conforme), à l'instant $t = 0$, on modifie la température des extrémités de la cellule : un échelon de température est imposé à l'aide des régulateurs, dans la partie haute et basse de la cellule, correspondant au gradient de température désiré. Les régulateurs, dont les paramètres de correction PID² sont modifiables, assurent une atteinte aussi rapide et stable que possible de la consigne de température imposée [4, 23]. Les consignes sont atteintes en $0,5 \text{ s}$ à $\pm 10 \text{ mK}$ près.

2. Proportionnelle Intégrale Dérivée.

Les expériences ont été réalisées en prenant pour référence une valeur approchée de la température critique $T_C \simeq 33 \text{ K}$ (au lieu de $T_C = 33,14 \text{ K}$).

Les températures mises en jeu les plus proches de T_C deviennent donc

$$\begin{cases} 0,875 \cdot T_C = 28,875 \text{ K au lieu de } 28,998 \text{ K soit une erreur de } 0,4 \% \\ 0,945 \cdot T_C = 31,185 \text{ K au lieu de } 31,317 \text{ K soit une erreur de } 0,4 \% \end{cases}$$

La distance par rapport au point critique est suffisamment grande pour considérer que l'erreur commise a une influence négligeable sur l'étude.

Les expériences suivantes sont réalisées :

- étude loin du point critique à $22,5 \text{ K}$ ($= 0,682 \cdot T_C$) ;
- étude du cas numérique traité dans l'article d'Onuki ($T_0 = 0,875 \cdot T_C = 28,875 \text{ K}$) ;
- étude près du point critique ($T_0 = 0,97 \cdot T_C = 32 \text{ K}$).

4.3.4 Symétrie des conditions limites

Pour mettre en place le gradient thermique dans la cellule, les températures du haut (T_h) et du bas de la cellule (T_b) sont modifiées simultanément, à l'instant initial $t = 0$.

Si elles sont fixées de telle sorte que la moyenne de T_h et T_b soit égale à la température initiale (T_0), on parle de conditions limites *symétriques*.

Si une seule des températures est modifiée (l'autre restant alors égale à la température initiale T_0), on parle de conditions limites *asymétriques*.

4.4 Résultats expérimentaux

Dans tous les cas présentés ci-dessous, à l'état initial, la bulle est stable à mi-hauteur de la cellule isotherme.

4.4.1 Modification symétrique des conditions limites

4.4.1.1 Expériences autour de $22,5 \text{ K}$ ($= 0,682 \cdot T_C$)

La température initiale est fixée à $T_0 = 22,5 \text{ K}$. A l'instant $t = 0$, on modifie les températures du haut (T_h) et du bas de la cellule (T_b), de telle sorte que la moyenne de T_h et T_b soit égale à la température initiale (T_0).

Afin d'étudier l'influence de la valeur du gradient de température appliqué sur le comportement de la bulle, les résultats sont présentés dans le tableau 4.2.

4.4.1.2 Bilan

L'application d'un gradient de température symétrique par rapport à la température initiale n'entraîne aucun mouvement apparent de la bulle. Ces résultats contrediraient donc l'assertion énoncée au début de ce chapitre. Ainsi, l'application d'un gradient thermique ne serait pas a priori à l'origine d'un déplacement d'une bulle en microgravité.

L'augmentation de la valeur du gradient ne favorise pas le mouvement et peut provoquer un déclenchement d'ébullition nucléée au niveau de la partie chaude de la cellule.

4.4. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

T_h K	T_b K	Observations
23	22	aucun mouvement (pendant 20 min)
23,5	21,5	aucun mouvement (pendant 20 min)
24	21	aucun mouvement (pendant 20 min)
25	20	ébullition visible depuis le haut de la cellule qui perturbe le phénomène étudié

TABLE 4.2 – Expériences autour de 22,5 K.

L'objet de l'étude n'est pas pour autant ajourné. Celle-ci se poursuit par l'étude expérimentale du cas traité numériquement dans l'article d'Onuki. Il s'agit du mouvement d'une bulle en microgravité sous l'application d'un gradient thermique dissymétrique.

4.4.2 Modification asymétrique des conditions limites

Par la suite, on considère le changement d'une seule des conditions limites (température du haut ou du bas), l'autre restant fixée à la valeur de la température initiale.

Afin d'en assurer l'étude, les résultats sont présentés sous forme de courbes montrant l'évolution spatio-temporelle des extrémités haute (z_h) et basse (z_b) de la bulle, ainsi que d'éventuelles bulles secondaires (issues d'un déclenchement intempestif de l'ébullition) (voir schéma sur la figure 4.3). La bulle principale est décrite par les croix, alors que les bulles secondaires sont décrites par les carrés pleins.

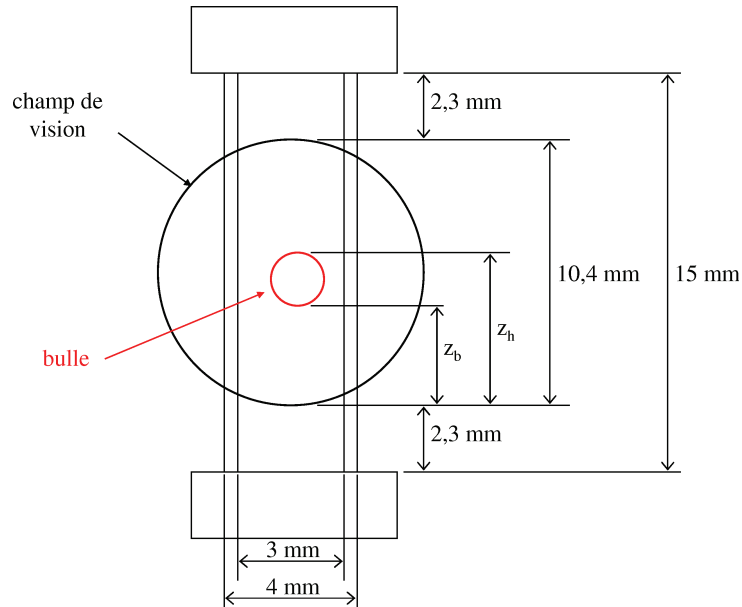


FIGURE 4.3 – Schéma de définition de l'étude spatio-temporelle de la bulle.

4.4.2.1 Expériences sur le cas traité numériquement par Onuki

Température initiale : 28,875 K ($= 0,875 \cdot T_C$), consigne : 31,185 K ($= 0,945 \cdot T_C$).

Augmentation de la température T_h en haut de la cellule

Température initiale : $T_h = T_b = T_0 = 28,875$ K. À $t = 0^+$, $T_h = 31,185$ K et $T_b = 28,875$ K.

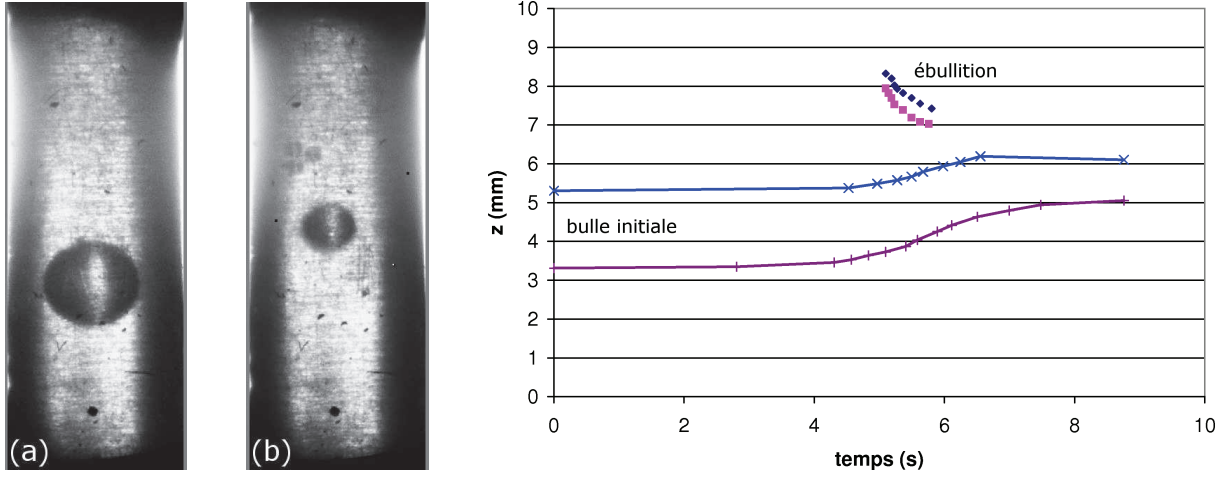


FIGURE 4.4 – Image de la bulle à l’instant initial (a) et au bout de 8 s (b). Diagramme spatio-temporel : $T_h = 31,185$ K et $T_b = T_0 = 28,875$ K (à droite).

Dans ce cas, on observe effectivement un mouvement de la bulle (figure 4.4) : il s’agit d’un mouvement transitoire non prévu. La bulle se met en mouvement rapidement vers le haut (dès l’application de la consigne de température) jusqu’à ce que l’apparition de bulles issues du déclenchement de l’ébullition nucléée viennent perturber le phénomène étudié : elles coalescent avec la bulle initiale.

Augmentation de la température T_b en bas de la cellule

Température initiale : $T_b = T_h = T_0 = 28,875$ K. À $t = 0^+$, $T_h = 28,875$ K et $T_b = 31,185$ K (inversion des températures par rapport au cas précédent).

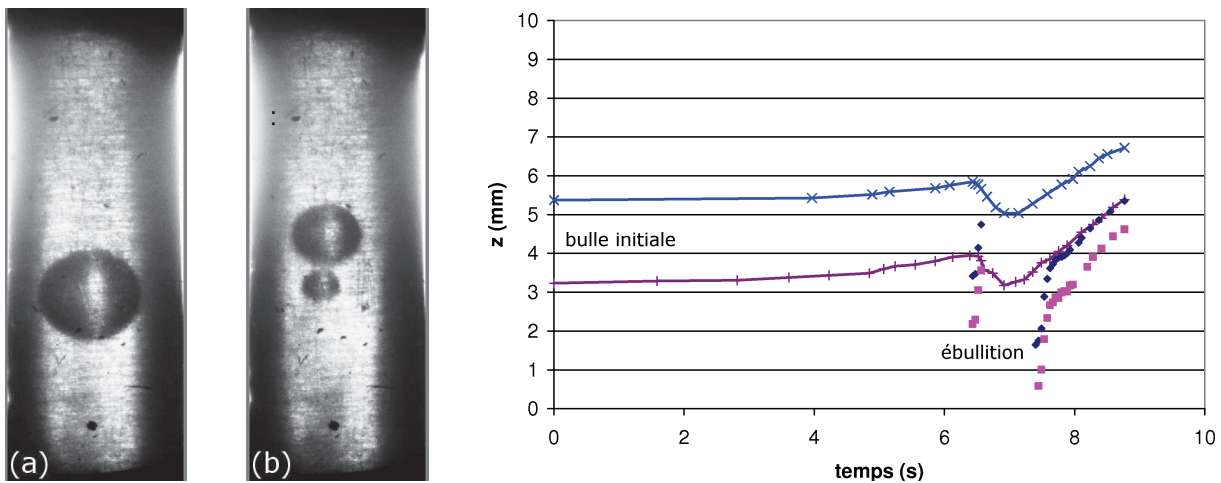


FIGURE 4.5 – Image de la bulle à l’instant initial (a) et au bout de 8 s (b). Diagramme spatio-temporel : $T_h = T_0 = 28,875$ K et $T_b = 31,185$ K (à droite).

Dans cette séquence, la bulle initiale amorce rapidement un mouvement vers le haut (figure 4.5). L'ébullition se met en place également. Cependant, les mouvements de convection résiduelle qui accompagnent les bulles issues de l'ébullition nucléée perturbent fortement l'étude du mouvement de la bulle initiale.

Cette situation est instable thermiquement et ne permet pas d'être interprétée comme la précédente.

4.4.2.2 Expériences autour de 32 K ($= 0,97 \cdot T_C$)

Les séquences qui suivent montrent l'étude du mouvement de la bulle assez près du point critique, autour d'une température initiale de 32 K. Le gradient est volontairement réduit par rapport aux cas précédents afin de ne pas déclencher l'ébullition nucléée.

Température initiale : $T_0 = 32$ K.

La température T_h en haut de la cellule est modifiée.

Application d'un gradient positif et retour au cas isotherme

- Température initiale : $T_0 = 32$ K. À $t = 0^+$, $T_h = 32,2$ K et $T_b = 32$ K

Les résultats sont présentés sur la figure 4.6. La bulle se déplace légèrement vers le côté le plus chaud puis s'immobilise. Son diamètre diminue également.

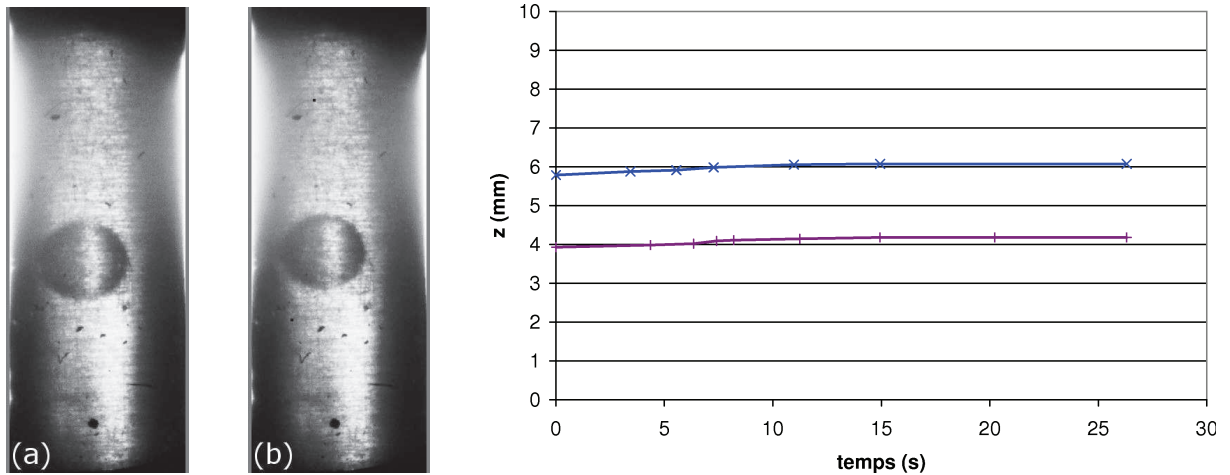


FIGURE 4.6 – Image de la bulle à l'instant initial (a) et au bout de 25 s (b). Diagramme spatio-temporel : $T_h = 32,2$ K et $T_b = T_0 = 32$ K (à droite).

- Température initiale : $T_h = 32,2$ K et $T_b = 32$ K. À $t = 0^+$, $T_h = T_b = 32$ K

Les résultats sont présentés sur la figure 4.7. La bulle retrouve sa taille et sa position initiale.

Application d'un gradient négatif et retour au cas isotherme

- Température initiale : $T_0 = 32$ K. À $t = 0^+$, $T_h = 31,8$ K et $T_b = 32$ K.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.8. La bulle se déplace légèrement vers le côté le plus chaud puis s'immobilise. Son diamètre augmente également.

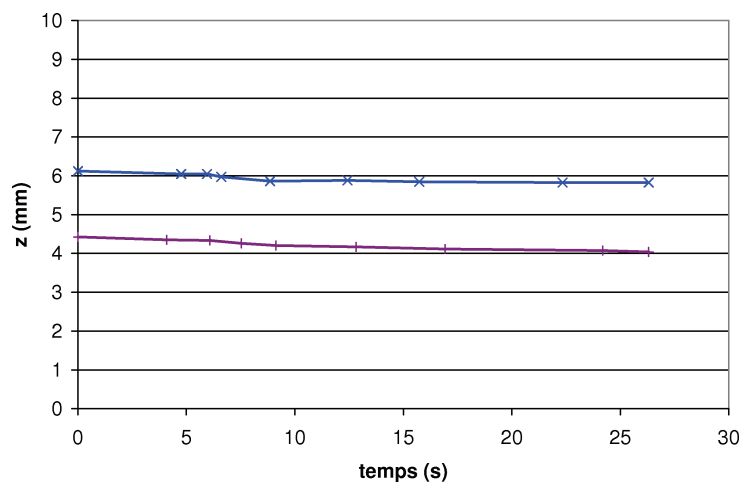


FIGURE 4.7 – Diagramme spatio-temporel : retour à la situation initiale de la figure 4.6.

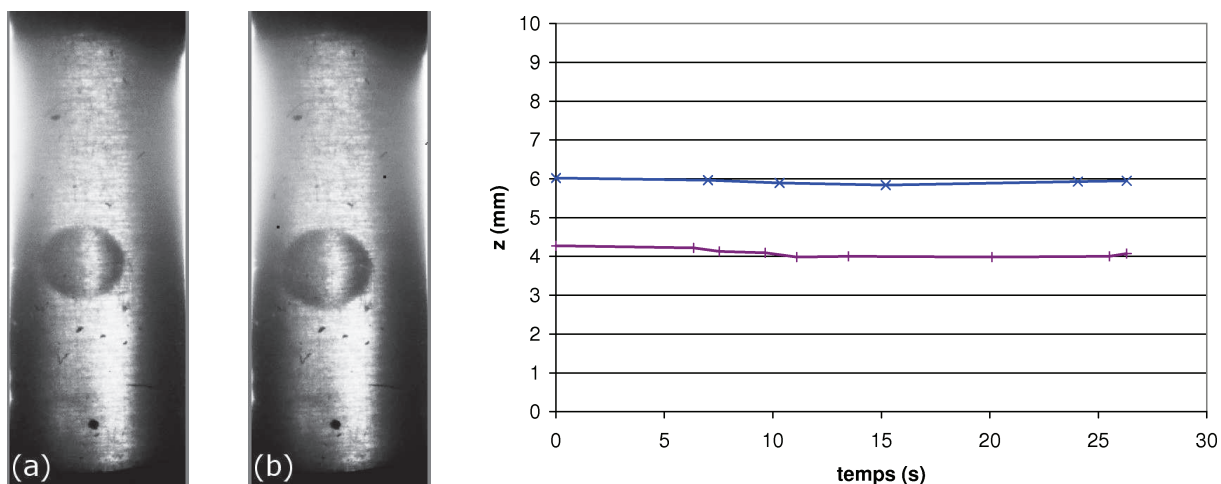


FIGURE 4.8 – Image de la bulle à l'instant initial (a) et au bout de 25 s (b). Diagramme spatio-temporel : $T_h = 31,8$ K et $T_b = T_0 = 32$ K (à droite).

- Température initiale : $T_h = 31,8 \text{ K}$ et $T_b = 32 \text{ K}$. À $t = 0^+$, $T_h = 32 \text{ K}$ et $T_b = 32 \text{ K}$.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.9. La bulle retrouve sa taille et sa position initiale.

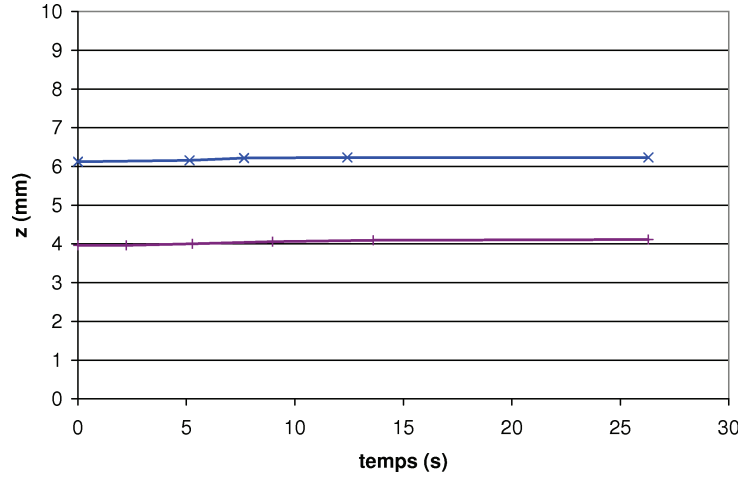


FIGURE 4.9 – Diagramme spatio-temporel : retour à la situation initiale de la figure 4.8.

Les séquences autour de 32 K montrent un déplacement de la bulle vers le côté chaud de la cellule, que le gradient soit dans un sens ou dans l'autre. Le mouvement se déclenche relativement rapidement (5 à 10 s), puis la bulle s'immobilise. Elle retrouve sa position initiale après l'annulation du gradient.

4.4.2.3 Bilan

La modification d'une seule condition limite (gradient dissymétrique) entraîne cette fois un mouvement de la bulle. Au-delà de son mouvement, sa taille (son volume) est également modifiée. Le déclenchement du mouvement est instantané après la mise en place de la consigne de température, puis la bulle s'immobilise au bout de quelques secondes. Cependant, ce phénomène n'est observable que si le gradient appliqué n'est pas trop important ; dans le cas contraire, l'ébullition apparaît.

Ce mouvement de la bulle sous gradient asymétrique a été proposé dans l'article d'Onuki et illustré par une simulation numérique. En revanche, ni le déclenchement de l'ébullition, ni la modification du volume de la bulle n'étaient considérés, ni observés.

4.4.3 Résumé des résultats expérimentaux

Le résultat essentiel est que la bulle se dirige toujours vers la partie chaude de la cellule.

En revanche, la mise en place du gradient ne peut se faire de manière stable qu'en appliquant un gradient de température faible, sinon certains effets perturbants sont visibles au niveau des extrémités de la cellule : mouvements de convection, ébullition nucléée.

De plus, la gravité résiduelle est trop importante au niveau des extrémités de la cellule (figure 2.13 page 75) et devient le moteur des effets perturbants.

Les observations peuvent se résumer comme suit :

- des convections sont visibles uniquement si l'on chauffe fortement le bas ;

- pour les chauffes de l'ordre de 1 à 2 K, le liquide bout et les nouvelles bulles sont attirées vers le centre de la cellule où elles se recondensent, produisant un gradient de température quasi-immédiat ;
- la bulle de vapeur commence à bouger rapidement après que la température du haut ou du bas de la cellule ait été modifiée (au bout de quelques secondes) ;
- la vitesse maximum de la bulle est de l'ordre de $0,5 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, 4 à 5 s environ après le changement de température (pour le cas à $0,875 \cdot T_C$) ; de l'ordre de $0,05 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, 7 à 8 s environ après le changement de température (pour le cas à 32 K) ;
- la bulle de vapeur s'arrête au bout de 10 à 15 s environ.

Pour comprendre ce comportement, un certain nombre de simulations et d'analyses ont été réalisées et sont rapportées ci-après.

4.5 Analyse et interprétation

4.5.1 Ordres de grandeur

D'après les équations précédentes (équations 4.2 et 4.3) et en utilisant les valeurs relatives à l'hydrogène normal (tableau 4.1), on peut estimer les valeurs des vitesses mises en jeu. Ainsi, avec une taille de bulle initiale de 1 mm et pour un déplacement correspondant à un diamètre de bulle³, les vitesses et les temps de mesure sont les suivants (tableau 4.3) :

T_0 K	Modèle	$\frac{v_D}{\nabla T}$ $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	T_{max} K	T_{min} K	$\nabla T = \frac{\Delta T}{L}$ $\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$	v_b $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	$t_{1 \text{ mm}}$ s
22,5 K $\Delta T = 5 \text{ K}$	simple	$1,063 \cdot 10^{-8}$	25	20	333,3	$3,544 \cdot 10^{-6}$	28,22
	hydrodyn.	$3,932 \cdot 10^{-8}$	25	20	333,3	$1,311 \cdot 10^{-5}$	76,30
32 $\Delta T = 1 \text{ K}$	simple	$2,612 \cdot 10^{-8}$	32,5	31,5	66,67	$1,741 \cdot 10^{-6}$	574,3
	hydrodyn.	$3,882 \cdot 10^{-8}$	32,5	31,5	66,67	$2,588 \cdot 10^{-6}$	386,4
32,9 $\Delta T = 0,2 \text{ K}$	simple	$5,152 \cdot 10^{-8}$	33	32,8	13,33	$6,869 \cdot 10^{-7}$	1456
	hydrodyn.	$6,386 \cdot 10^{-8}$	33	32,8	13,33	$8,515 \cdot 10^{-7}$	1174

TABLE 4.3 – Vitesses et temps d'expérience pour l'hydrogène normal (n-H₂).

Pour les gradients de températures proposés, les vitesses de déplacement sont de l'ordre du micromètre par seconde. Les temps de déplacement ($t_{1 \text{ mm}}$) sont alors compatibles avec l'utilisation de la compensation magnétique.

4.5.2 Relaxation thermique

Il s'agit de déterminer les temps de mise en place des gradients thermiques dans la cellule. Pour cette approche, on ne prend pas en compte la présence de la bulle de vapeur.

Les temps de relaxation thermique $\tau_{dif} \approx \frac{L^2}{D_T}$ (L : longueur caractéristique ; D_T : diffusivité thermique) sont ceux :

- du solide (cuivre électrolytique) : $\tau_{dif} \sim 0,2 \text{ s}$ ($D_T = 2,61 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ pour le cuivre) pour la diffusivité thermique et $\tau_{inj} = mC \frac{\Delta T}{P_m}$ qui correspond au temps d'injecter l'énergie dans la bride

3. On peut raisonnablement considérer qu'un déplacement égal au rayon de la bulle est déjà observable expérimentalement ; les temps de mesure sont, dans ce cas, divisés par deux.

haute ou la bride basse de la cellule nécessaire pour augmenter la température de ΔT (capacité calorifique : $C = 32,3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; puissance injectée : $P_m \approx 50 \text{ mW}$). Pour $\Delta T \approx 0,1 \text{ K}$, $\tau_{inj} \approx 0,3 \text{ s}$. On retiendra donc que le temps de relaxation du solide $\tau_{Cu} = \tau_{dif} + \tau_{inj}$ est inférieur à 1 s.

– du liquide H_2 et des murs de la cellule en PMMA.

Des simulations numériques correspondant aux différents scénarii des expériences ont été menées. Deux modèles numériques sont proposés ci-dessous :

- un modèle solide utilisant le logiciel ANSYS ;
- un modèle fluide utilisant le logiciel ANSYS-CFX.

4.5.2.1 Simulation numérique – modèle solide 2D

Pour cette étude, on considère le liquide seul (monophasique) : l'influence de la bulle sur l'établissement du gradient est négligée. Ce modèle axisymétrique calculé à l'aide d'ANSYS, fait intervenir deux surfaces (figure 4.10) : le dihydrogène (en bleu clair sur la figure ci-dessous) et la paroi du tube en PMMA (en violet). Ce modèle est exclusivement conductif (l'hydrogène est assimilé à un solide).

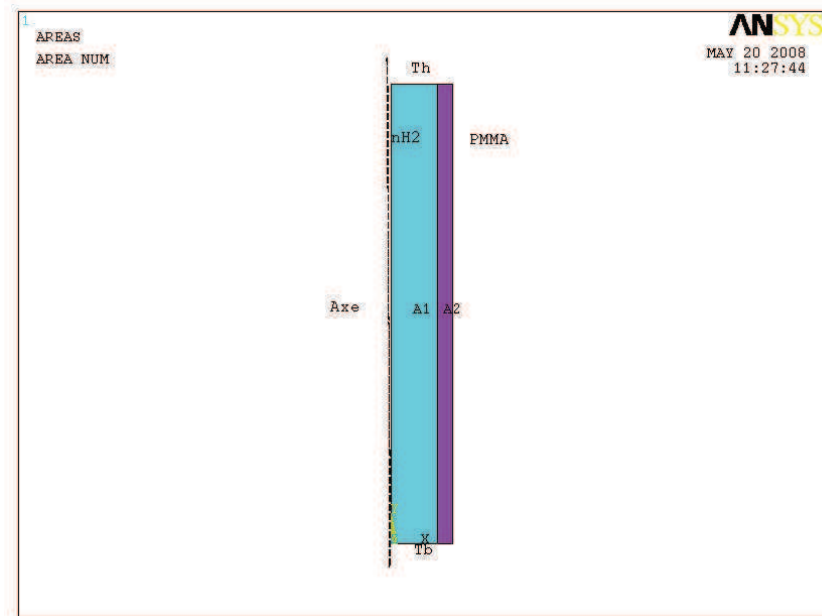
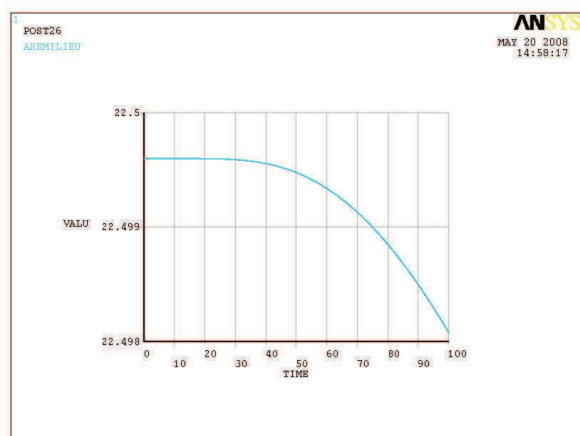


FIGURE 4.10 – Schéma de la géométrie pour la simulation numérique.

Cas : autour de 22,5 K

$$\begin{cases} t < 0 : T_0 = T_h = T_b = 22,5 \text{ K} \\ t \geq 0 : T_h = 23,5 \text{ K} ; T_b = 21,5 \text{ K} \end{cases}$$



temps s	flux (min) $W \cdot m^{-2}$	flux (max) $W \cdot m^{-2}$
50	1,944	20,44
100	7,936	30,12

FIGURE 4.11 – Cas : autour de 22,5 K – Évolution de la température (en K) en fonction du temps au milieu de l'axe (à gauche). Flux de chaleur (en $W \cdot m^{-2}$) minimal et maximal au bout de 50 et 100 s (à droite).

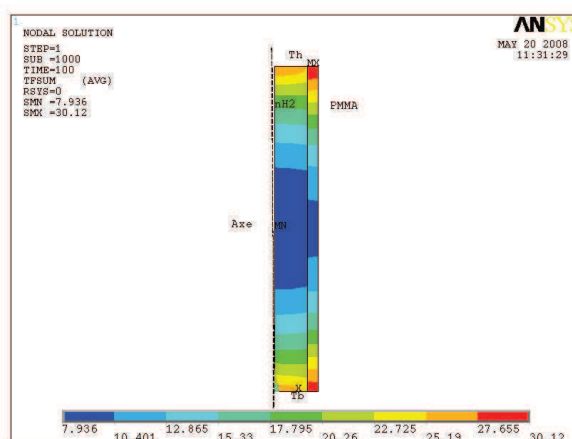
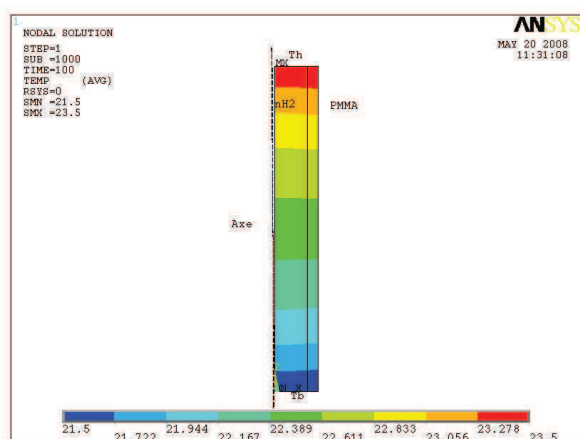
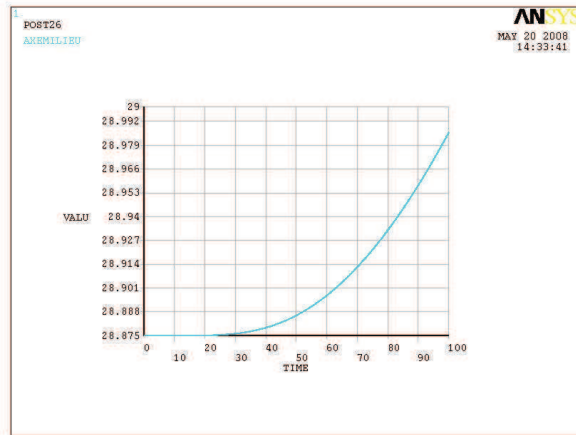


FIGURE 4.12 – Cas : autour de 22,5 K – Température (en K, à gauche) et flux de chaleur (en $W \cdot m^{-2}$, à droite) au bout de 100 s.

Cas : $0,875 \cdot T_C$

$$\begin{cases} t < 0 : T_0 = T_h = T_b = 28,875 \text{ K} \\ t \geq 0 : T_h = 31,185 \text{ K} ; T_b = 28,875 \text{ K} \end{cases}$$



temps s	flux (min) $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	flux (max) $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
50	$0,2 \cdot 10^{-2}$	60
100	0,194	96,13

FIGURE 4.13 – Cas : $0,875 \cdot T_C$ – Évolution de la température (en K) en fonction du temps au milieu de l'axe (à gauche). Flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) minimal et maximal au bout de 50 et 100 s (à droite).

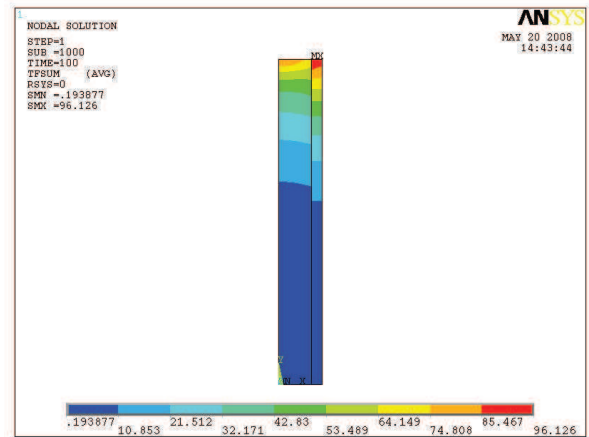
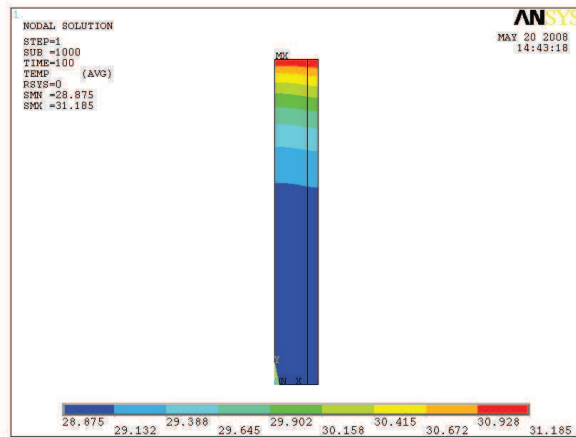
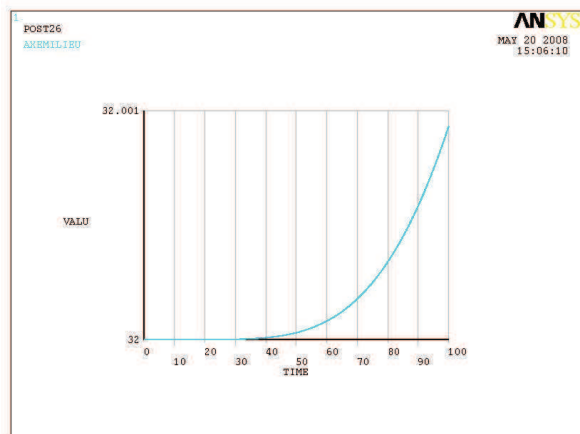


FIGURE 4.14 – Cas : $0,875 \cdot T_C$ – Température (en K, à gauche) et flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, à droite) au bout de 100 s.

Cas : autour de 32 K

$$\begin{cases} t < 0 : T_0 = T_h = T_b = 32 \text{ K} \\ t \geq 0 : T_h = 32,2 \text{ K} ; T_b = 32 \text{ K} \end{cases}$$

En conclusion, quels que soient les cas considérés ci-dessus, un gradient de température ne devient décelable au centre de la cellule qu'au bout d'un temps de l'ordre de 20 à 30 s.



temps s	flux (min) $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	flux (max) $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$
50	$0,2 \cdot 10^{-6}$	7,53
100	$0,9 \cdot 10^{-4}$	11,1

FIGURE 4.15 – Cas : autour de 32 K – Évolution de la température (en K) en fonction du temps au milieu de l’axe (à gauche). Flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) minimal et maximal au bout de 50 et 100 s (à droite).

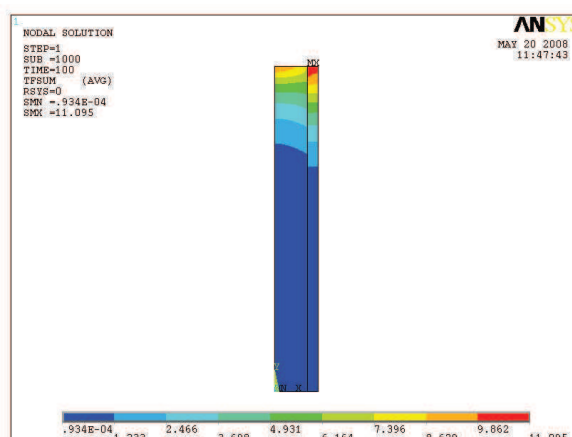
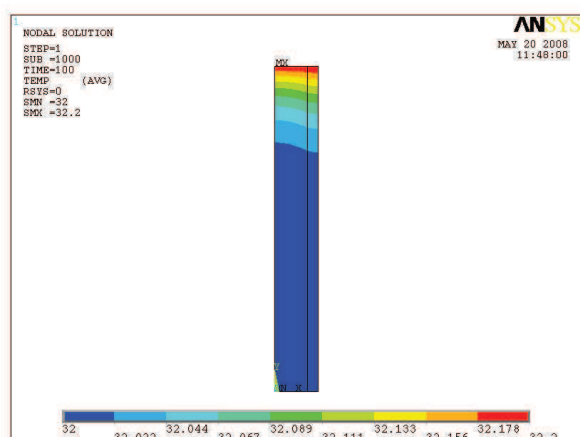


FIGURE 4.16 – Cas : autour de 32 K – Température (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, à gauche) et flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, à droite) au bout de 100 s.

4.5.2.2 Simulation numérique – modèle fluide 3D

Cette fois-ci le code CFX est utilisé pour simuler le phénomène. L'hydrogène est modélisé comme un fluide et la paroi en PMMA comme un solide. Seul le cas à $T_0 = 0,875 \cdot T_C$ est modélisé.

$$\begin{cases} t < 0 : T_0 = T_h = T_b = 28,875 \text{ K} \\ t \geq 0 : T_h = 31,185 \text{ K} ; T_b = 28,875 \text{ K} \end{cases}$$

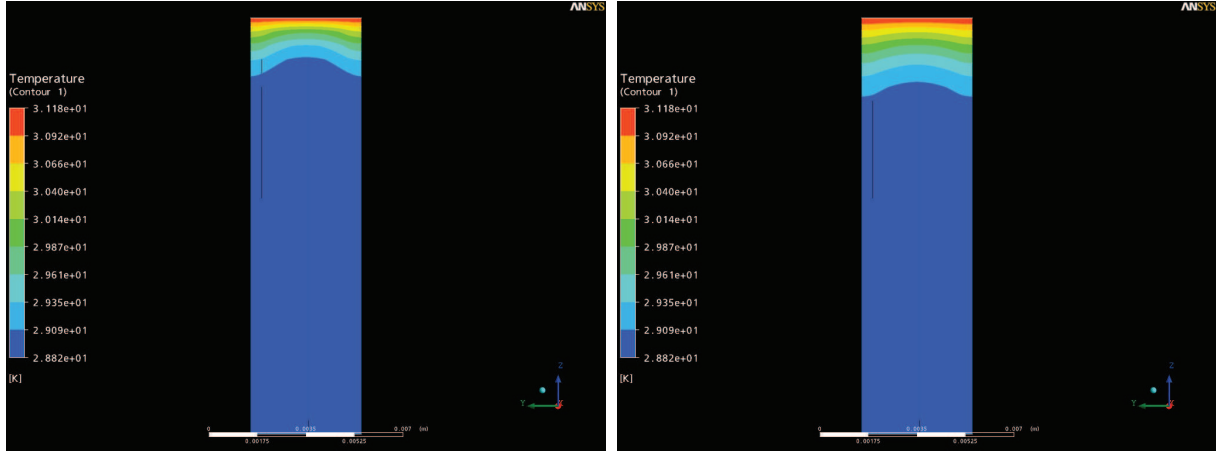


FIGURE 4.17 – cas : Onuki – Profil de température (en K) au bout de 5 s (à gauche) et au bout de 10 s (à droite).

4.5.2.3 Bilan

Pour l'étude à 22,5 K, le front de diffusion de la chaleur atteint le centre de la cellule au bout d'une centaine de secondes environ. Le gradient devrait remplir son rôle de moteur du mouvement de la bulle, mais ce n'est pas le cas.

Par ailleurs, dans le cas du gradient asymétrique, malgré le changement du modèle numérique, l'absence de gravité dans le modèle fluide donne des résultats similaires au modèle purement solide.

Dans les deux configurations, on observe que le temps d'établissement du gradient est largement supérieur au temps caractéristique du mouvement de la bulle. Par conséquent, le gradient seul ne peut être à l'origine du mouvement.

4.5.3 Influence de la pression

Comme nous venons de le voir, les temps d'établissement du gradient thermique sont considérablement plus élevés que ceux pour lesquels sont observés les mouvements de la bulle (0 à 10 s). On peut proposer le nouveau scénario suivant pour expliquer ce mouvement.

La bulle se meut dans un gradient de température qui se forme quasi-instantanément par le changement de pression qui induit une évaporation/condensation et un relachement de chaleur latente. C'est le cas pour les chauffes de l'ordre de 1 à 2 K, quand le liquide bout et que les

bulles sont attirées vers le centre de la cellule où elles se recondensent, produisant un gradient de température quasi-immédiat.

Notons que la bulle pourrait se mouvoir dans un gradient de température déjà formé, correspondant aux erreurs de calibration des thermomètres de la tête et de la base ($\pm 0,1$ K). On peut estimer ce gradient de l'ordre de $0,2 \text{ K} \cdot \text{cm}^{-1}$ au maximum. C'est précisément la valeur voulue pour les expériences à 32 K. Mais s'il était déjà formé, la bulle devrait bouger avant de changer la température. Cette hypothèse est donc à rejeter.

Que l'on augmente la température en haut (T_h) ou en bas (T_b) de la cellule, la pression augmente. Au final, un nouvel équilibre est atteint : la nouvelle position de la bulle correspond aussi à un nouveau volume. Il y a eu évaporation/condensation et relâchement de chaleur latente dans le liquide. Des gradients de température se sont formés près des interfaces. Ce phénomène est appelé « effet piston » [25]. Seul un modèle complet qui prend en compte l'ensemble des phénomènes peut décrire le processus. Il est développé ci-après.

4.5.4 Modèle numérique : méthode de calcul rapide

4.5.4.1 Description

La dernière étude relative à ce sujet fait intervenir un code de calcul mis au point par Nikolayev et al. [49, 51]. Ce code 2D est basé sur la méthode des éléments frontière⁴ et fait intervenir un algorithme de calcul rapide.

Il a été utilisé pour la simulation numérique de la crise d'ébullition près du point critique. Il a permis, en outre, de reproduire numériquement les expériences sur les fluides diphasiques en microgravité effectuées auparavant dans les installations ALICE et DECLIC en orbite [7, 53].

4.5.4.2 Fonctionnement

Près du point critique, les paramètres du fluide dépendent fortement de la température. Les équations qui gouvernent les phénomènes sont donc non-linéaires. Pour obtenir une précision suffisante, il faut que les équations d'état soient les plus réalistes possible. Malheureusement, cette complexité du modèle entraîne un coût numérique très important, d'autant plus que l'étude est bidimensionnelle. Les temps de calcul sont donc très longs, c'est pourquoi un algorithme rapide a été mis en place.

Le code a été appliqué à notre cas. La cellule est modélisée de manière monodimensionnelle. En microgravité, l'équation de l'énergie :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T = \frac{1}{\rho C_P} \vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) + \left(1 - \frac{C_V}{C_P}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial \rho}\right)_\rho \frac{dP}{dt} \quad (4.4)$$

où T est la température locale, P la pression, ρ la masse volumique, C_P et C_V les capacités calorifiques massiques à pression et à volume constant, devient

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_P} \vec{\nabla} \cdot (\lambda \vec{\nabla} T) + \left(1 - \frac{C_V}{C_P}\right) \left(\frac{\partial T}{\partial \rho}\right)_\rho \frac{dP}{dt} \quad (4.5)$$

car le terme d'advection $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})T$ est négligeable (il n'y a pas de convection).

4. En anglais : Boundary element method (BEM).

La pression est homogène à l'intérieur de la cellule. On introduit la température de référence T^* (température de saturation) qui ne dépend que du temps. On obtient

$$dP = \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{sat} dT^* \quad (4.6)$$

On introduit les moyennes temporelles des paramètres $\langle \rho \rangle$, C_V^* , C_P^* , $(\partial P / \partial T)_\rho^*$... qui proviennent des équations d'état, dans chacun des volumes.

L'équation d'énergie devient pour chaque domaine :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D^* \Delta T + \left(1 - \frac{C_V^*}{C_P^*} \right) \frac{dT^*}{dt} \quad (4.7)$$

L'objectif du calcul est de déterminer la quantité de chaleur δQ^j reçue par chaque phase et la quantité de chaleur δQ_i consommée par le changement de phase à l'interface pendant un temps δt .

Ensuite, on détermine la densité $\langle \rho \rangle^j$ et le volume δV^j de chaque domaine et la pression à partir des équations de conservation de la masse et du volume et des quantités de chaleur δQ^j et δQ_i .

La position des interfaces donc de la bulle est alors déduite du tracé du profil de température dans la cellule.

4.5.4.3 Résultats

Les résultats sont présentés selon deux gammes de temps :

- les *temps courts*, correspondant aux premiers instants après la modification des conditions limites ;
- les *temps longs*, correspondant au déroulement de la simulation pendant une durée plus importante.

La figure 4.18 montre l'évolution du profil de température dans la cellule. Les températures sont réduites par $\frac{T-T_0}{T_C}$ où T_0 est la température initiale et T_C la température critique de l'hydrogène. À l'instant initial, non représenté ici, la température réduite de la cellule est uniforme et nulle.

On observe que la modification de température de la partie haute de la cellule provoque quasi immédiatement l'échauffement de la bulle (représenté par le plateau de température), dont la température reste uniforme. Cet échauffement est lié à l'effet piston qui s'opère dans la cellule. La diffusion de la chaleur dans le liquide s'effectue progressivement comme le montre la diminution de la pente de la température aux altitudes les plus hautes. Un gradient de température se forme aux interfaces de la bulle (relâchement de chaleur latente).

Au niveau de la bulle, un premier équilibre est atteint au bout de quelques secondes. La température de la bulle est alors égale à 0,06 et reste à cette valeur jusqu'à ce que le front de diffusion atteigne la bulle, au bout de 224 s. Au-delà de cette valeur, la température de la bulle subit enfin l'effet direct du front de diffusion. La bulle s'échauffe progressivement et se déplace vers le côté chaud.

La figure 4.19 confirme cette observation. Les évolutions de la température de l'interface et des coordonnées du haut, du bas et du centre de gravité de la cellule en fonction du temps y sont indiquées.

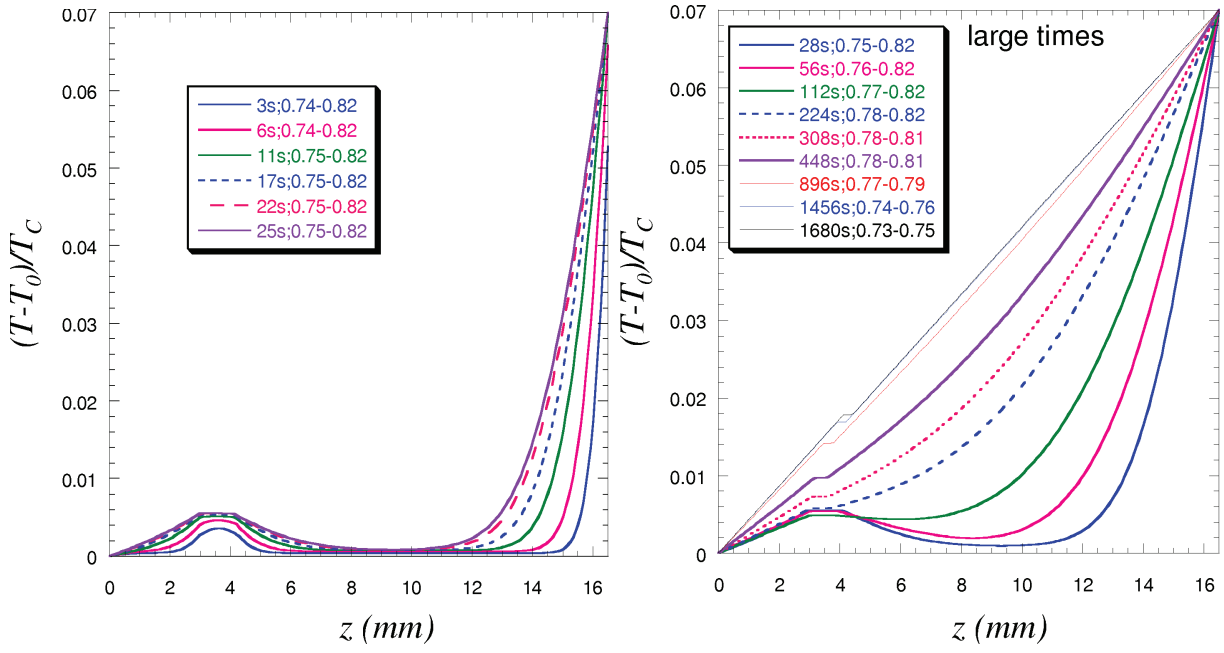


FIGURE 4.18 – Évolution du profil de température : temps courts (à gauche) ; temps longs (à droite).

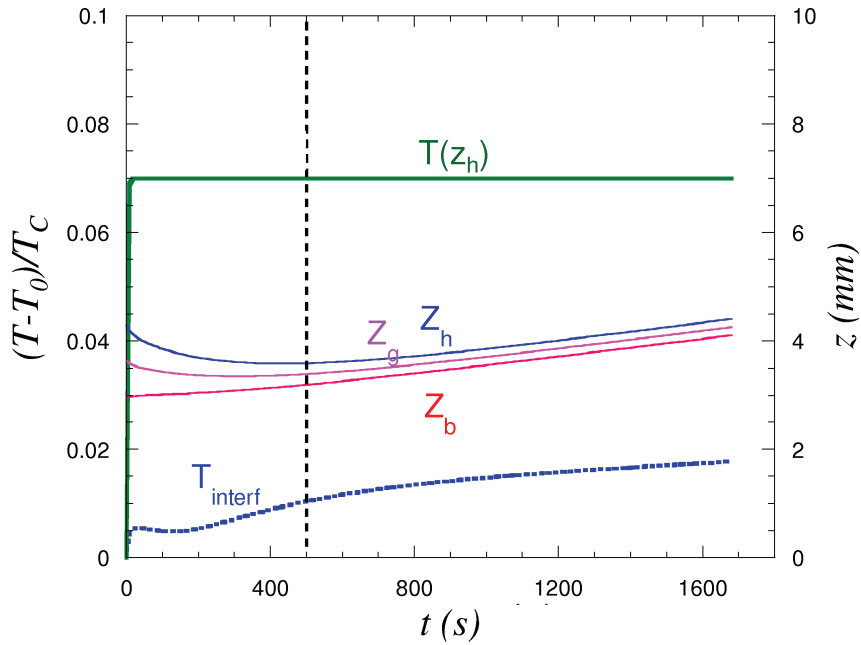


FIGURE 4.19 – Évolution de la température de l'interface T_{interf} et des altitudes du haut z_h , du bas z_b et du centre de gravité de la bulle z_g .

La température de la bulle, qui est égale à la température de l'interface, augmente rapidement pour atteindre le plateau précédemment décrit, puis augmente progressivement lorsque le front de diffusion de chaleur l'atteint (à partir de 200 s). On aperçoit également que la taille de la bulle diminue dans un premier temps (jusqu'à 500 s), puis reste constante. C'est à ce moment-là que s'amorce le déplacement régulier de la bulle vers le côté le plus chaud.

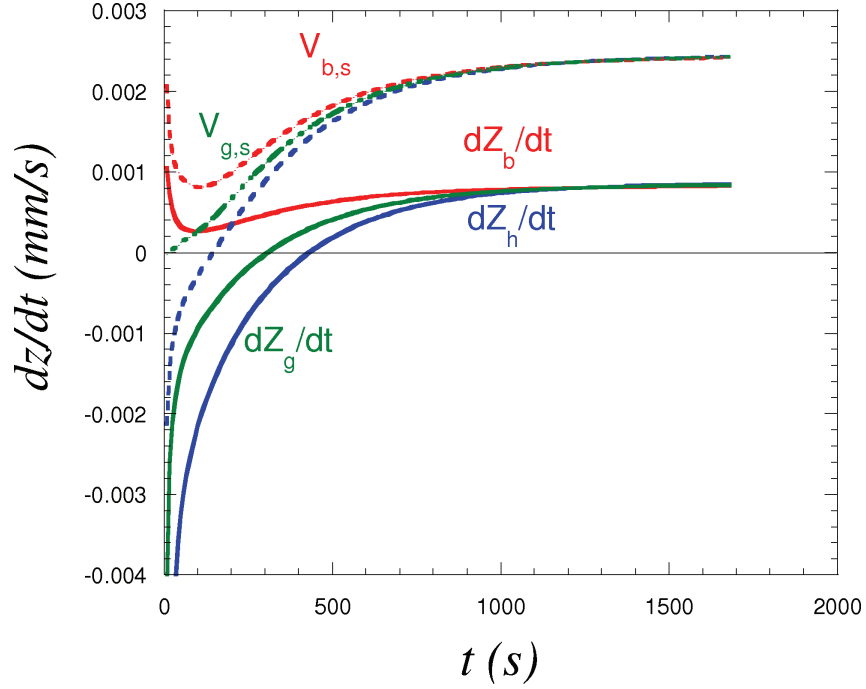


FIGURE 4.20 – Comparaison des vitesses.

La figure 4.20 présente le tracé de la vitesse en fonction du temps.

En traits pleins, la vitesse de la bulle, représentée par celle de son centre de gravité (dZ_g/dt) est égale à la moyenne arithmétique des vitesses de l'interface supérieure (dZ_h/dt) et de l'interface inférieure (dZ_b/dt). Aux temps longs, les trois vitesses tendent vers la même valeur, ce qui prouve que la taille de la bulle ne varie plus.

En pointillés sont représentées les mêmes vitesses en appliquant le modèle simple défini au début du chapitre en utilisant les gradients thermiques locaux, voisins de l'interface. On aperçoit que les vitesses sont trois fois supérieures aux précédentes aux temps longs. Pour le modèle hydrodynamique, les vitesses seraient encore supérieures.

4.5.4.4 Bilan

Cette simulation permet de mettre en évidence un nouveau mouvement de bulle. L'évolution temporelle de son mouvement se décompose ainsi en deux étapes dont la transition correspond au moment où le gradient de température est établi (sauf dans la bulle, où la température est uniforme) :

- aux temps courts ($t < 500$ s) : le volume de la bulle varie à cause de l'effet piston : des échanges de chaleur latente s'opèrent au niveau de l'interface de la bulle et crée des gradients de température locaux ; le mouvement de l'interface de la bulle est contrôlé par ces gradients ;

- aux temps longs ($t > 500$ s) : la taille de la bulle ne varie plus, elle se dirige vers les températures hautes et sa vitesse est constante.

Par conséquent, la simulation est conforme aux observations expérimentales pour les temps courts, mais ne l'est plus pour les temps longs.

La bulle s'arrête en effet car la compensation magnétique n'est pas parfaite et le comportement aux temps longs ne peuvent donc être observés. Une expérience en microgravité « vraie » (inertielle) reste donc nécessaire pour compléter l'étude.

4.6 Conclusion du chapitre

Le mouvement d'une bulle en équilibre à saturation en microgravité peut-il être contrôlé par l'application d'un gradient thermique autour de la bulle ? Les expériences menées dans ce but sous compensation magnétique de la gravité dans l'installation HYLDE l'ont montré partiellement. En effet, l'objectif initial consistait à montrer que le gradient thermique provoquait un déplacement de la bulle à vitesse constante. Malheureusement, ce mouvement n'a pas pu être observé expérimentalement.

Une situation d'équilibre liquide-vapeur isotherme a été mise en place. Le gradient est imposé par la suite en modifiant les conditions limites thermiques du montage. Cette méthode a été mise en œuvre dans ce chapitre et a permis de montrer qu'un mouvement de la bulle avait pour origine le changement de pression dans la cellule, caractérisant l'effet piston. Le mouvement initial de la bulle et la variation de la taille observés expérimentalement ont pu être reproduits par la simulation numérique.

En revanche, le mouvement régulier qui apparaît dans les simulations lorsque le gradient est établi (c'est à dire pour les temps très longs) n'a pas été observé expérimentalement : la bulle reste immobile. L'inhomogénéité du champ de compensation magnétique en est la cause. Elle agit à la manière d'une force de rappel sur la bulle : lorsque la bulle se déplace, les forces résiduelles augmentent au fur et à mesure du mouvement et tendent à empêcher la bulle de progresser.

Chapitre 5

Flux critique à basse pression et sous gravité variable

Alors que le chapitre précédent était consacré à l'étude de l'hydrogène en microgravité, les deux suivants concernent celle de l'oxygène. Il s'agit en particulier d'étudier les transferts thermiques par ébullition dans l'oxygène.

5.1 Objectifs

Dans ce chapitre, l'oxygène est étudié à basse pression ($P_{sat} = 1 \text{ bar}$). Les phénomènes critiques (liés au point critique) sont donc négligeables.

Nous avons vu que le design de l'installation OLGA permet de reproduire des conditions de microgravité dans un volume de quelques centimètres cubes d'oxygène [62]. Afin de montrer qu'elle est adaptée aux essais sur l'ébullition en gravité réduite, elle fait l'objet de différents tests qui sont présentés dans un premier temps. Puis, par la suite, les premiers résultats relatifs à l'étude du flux critique de l'oxygène sous gravité réduite sont présentés.

5.2 Validation du concept de l'installation

La série d'expériences vise à démontrer l'efficacité de l'installation OLGA pour l'étude des transferts thermiques par ébullition sous gravité variable. Cette validation passe, dans un premier temps, par l'étude de l'ébullition nucléée, plus facile à mettre en œuvre.

Pour cela, deux types d'expériences ont été effectuées :

- reproduction de la courbe d'ébullition nucléée sous gravité terrestre ;
- étude de l'ébullition nucléée sous gravité variable.

La première série d'expériences consiste à reproduire les résultats classiques de l'ébullition nucléée dans l'oxygène sous gravité normale. Dans cette configuration, le champ magnétique de compensation est inactif. Il s'agit donc de montrer que l'ensemble des instruments de mesure relatifs à la partie thermique de l'installation sont fonctionnels.

La seconde série vise à mettre en évidence l'effet de la compensation magnétique variable sur l'ébullition. Il s'agit de montrer la concordance entre l'application du champ magnétique et la

réduction effective de gravité. À cette fin, le flux de chaleur est maintenu constant et seul le courant de compensation est modifié. L'évolution du comportement de l'ébullition est décrite.

5.2.1 Protocole expérimental

L'installation OLGA est mise en froid selon le protocole décrit dans le chapitre 2.

Les expériences sont réalisées avec la cellule pour l'étude de l'oxygène à basse pression dans sa version 50 mm. Elle est régulée à une température de 90,1 K qui correspond à une pression de saturation d'oxygène égale à 1 bar.

5.2.1.1 Remplissage de la cellule

La cellule est remplie par condensation à 90,1 K d'oxygène gazeux issu d'une bouteille de gaz (bouteille mère) sous pression à 200 bar à température ambiante. Le remplissage provoque un réchauffement de la cellule, en raison d'une part de la différence de température entre le gaz issu de la bouteille et la cellule et d'autre part du caractère exothermique de la condensation de l'oxygène. Le remplissage s'effectue donc en plusieurs étapes pour que l'équilibre thermique de la cellule puisse s'établir. Sur le circuit d'injection, deux vannes installées en parallèle assurent le passage de l'oxygène : une vanne pour le remplissage grossier et une vanne pointeau pour le remplissage précis de la cellule (figure 5.1). Le remplissage est arrêté lorsque la phase liquide occupe 50 % du volume de la cellule.

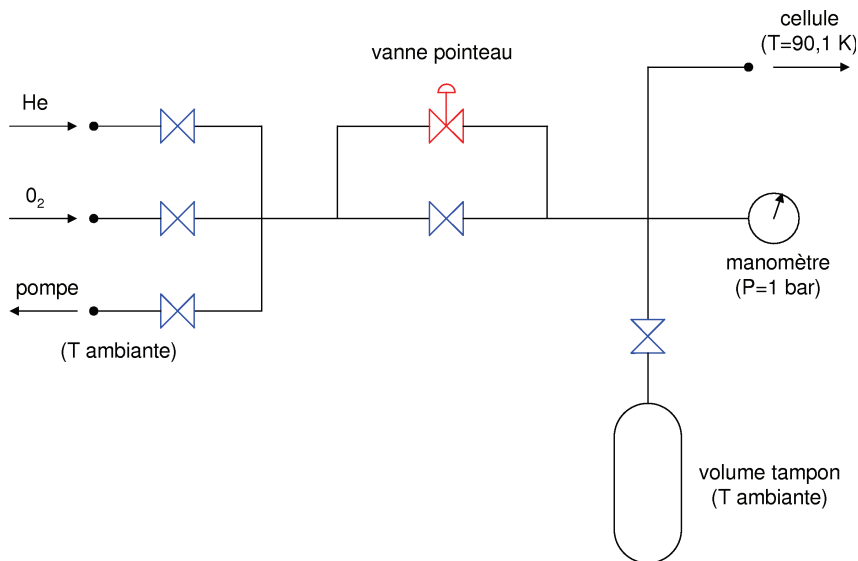


FIGURE 5.1 – Schéma du dispositif d'injection (les soupapes de sécurité ne sont pas représentées).

En cas de remplissage trop important, une pompe sèche à palette permet de faire la vidange de la cellule. Les deux vannes précédentes permettent également de moduler le pompage.

Les expériences s'effectuent à pression constante : la cellule reste ouverte en permanence et est fermée par le couple de vannes décrit ci-dessus. La vanne thermique située à proximité de la cellule n'est donc pas utilisée. La cellule et le capillaire d'injection d'une longueur de 6 m environ (entre la cellule et le banc d'injection) forment donc un unique volume.

Afin de limiter les fluctuations de pression, la cellule est reliée à un volume tampon maintenu à température ambiante. Une bouteille de gaz reliée au banc d'injection d'oxygène et placée du côté de la cellule par rapport aux vannes de réglage assure ce rôle. La présence d'une vanne d'isolement près de la bouteille permet d'utiliser ou non ce volume supplémentaire.

Le flux de chaleur est imposé à partir de l'élément chauffant situé au centre de la bride du bas de la cellule. Il est volontairement limité à $40 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour ne pas détériorer la cellule.

5.2.1.2 Modification du niveau de gravité

Pour cette étude, seul le solénoïde externe de la bobine supraconductrice est utilisé. Par commodité, on note I le courant y circulant. Il existe une infinité de couples courant-altitude (I, z) correspondant au point de compensation exacte de la gravité. Soit (I_0, z_0) l'un de ces couples.

On rappelle les relations entre le courant et le niveau de gravité résiduelle (équations (1.32) et (1.33))s :

$$\frac{g^*(I, z_0)}{g} = 1 - \left(\frac{I}{I_0} \right)^2$$

ou encore

$$\frac{I}{I_0} = \sqrt{1 - \frac{g^*(I, z_0)}{g}}$$

Ces relations permettent d'obtenir directement le courant à appliquer pour obtenir le niveau de gravité désiré.

5.2.2 Résultats

La courbe d'ébullition nucléée est obtenue en imposant le flux de chaleur. On rappelle que la surchauffe ΔT_{sat} est la différence de température entre l'élément chauffant et la température de saturation de l'oxygène :

$$\Delta T_{sat} = T_{EC} - T_{sat}$$

Lorsque le flux de chaleur est imposé pour la première fois, la surchauffe peut être très importante avant de déclencher l'ébullition. Les sites de nucléation peuvent, en effet, ne pas être tous activés par une micropoche de gaz. Par exemple, la surchauffe au déclenchement de la première ébullition est variable et a pu atteindre au maximum $\Delta T_{sat} = 11 \text{ K}$, ce qui correspond presque à la valeur de la surchauffe au flux critique (14 K).

Une fois que la surface chauffante est complètement activée, les surchauffes diminuent et deviennent reproductibles pour un même flux de chaleur. Par exemple, la surchauffe au flux minimal d'ébullition nucléée est ensuite d'environ 4 K, valeur bien inférieure à la surchauffe au déclenchement de la première ébullition.

Pour être sûr d'activer la totalité de la surface chauffante, il faut imposer un flux de chaleur important, proche du flux critique, mais légèrement inférieur. Puis, quand la surchauffe est stable, le flux est augmenté de manière à être supérieur au flux critique. Lorsque le flux critique apparaît, la surchauffe est surveillée pour ne pas être trop importante, afin de ne pas détériorer l'élément chauffant. Aux températures considérées, la surchauffe à l'ébullition en film est limitée arbitrairement à 100 K de manière ponctuelle et 30 K en continu.

Le flux est ensuite abaissé à une valeur permettant de retrouver et de maintenir le régime de l'ébullition nucléée. Les expériences peuvent alors commencer.

Par ailleurs, il faut veiller à ce que la pression n'augmente pas pendant la stabilisation des températures, car la pression de saturation modifie l'allure de la courbe. Le volume tampon a été ajouté à cet effet pour limiter les fluctuations de pression.

Quand la surchauffe est stable suffisamment longtemps (5 minutes typiquement) les valeurs des thermomètres sont relevées. Le flux est modifié pour réaliser un second point et ainsi de suite jusqu'au tracé complet de la courbe d'ébullition nucléée.

5.2.2.1 Reproduction de la courbe d'ébullition sous gravité terrestre

La courbe présentée sur la figure 5.2 compare les résultats obtenus dans la station OLGA avec ceux de la littérature [10]. Il s'agit de courbes d'ébullition obtenues en géométrie de type plaque plane.

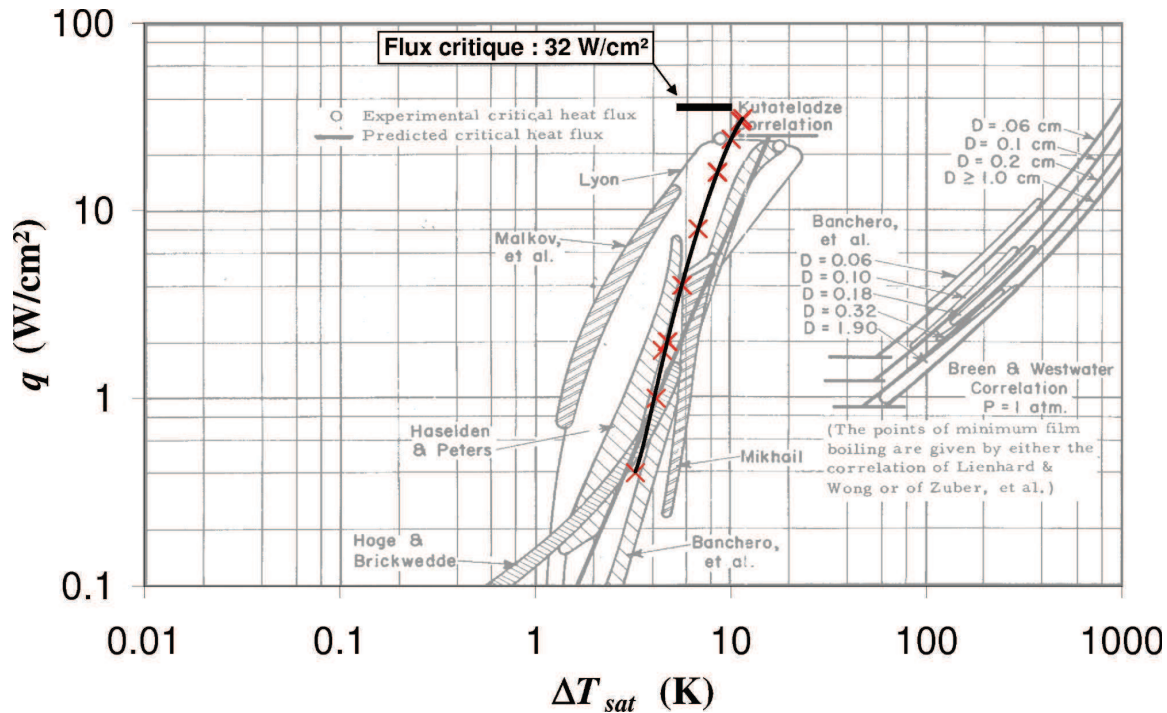


FIGURE 5.2 – Courbe d'ébullition nucléée dans l'oxygène. Comparaison des points expérimentaux obtenus dans la station OLGA (croix et ligne continue noire en gras) avec la littérature.

Sous une pression de 1 bar et sous gravité normale, le flux critique minimal pour l'oxygène liquide a été déterminé¹ à $32 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$. La courbe d'ébullition relevée avec notre installation est conforme aux courbes précédemment établies. Les différents points expérimentaux sont représentés par des croix.

1. Suivant les campagnes expérimentales, le flux critique expérimental a varié entre 32 et $34 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Au vu des résultats, l'installation est thermiquement apte à effectuer des études de transfert thermique dans l'oxygène. Nous allons donc nous intéresser maintenant à l'influence de l'amplitude de la gravité sur l'ébullition.

5.2.2.2 Ébullition nucléée sous gravité variable

Choix du point de compensation exacte

Le point de compensation exacte est déterminé à partir de la position stable d'une petite bulle lorsque la cellule est complètement remplie et maintenue à température constante. En effet, on a montré au chapitre 3 que plus la bulle en lévitation stable est petite et plus son centre de gravité est confondu avec le point de compensation exacte.

Ce point est défini par le couple de courant et altitude (I_0, z_0) . En toute logique, il doit permettre de reproduire la microgravité au sein de l'oxygène et par conséquent stopper la montée des bulles pendant l'ébullition nucléée.

En réalité, on observe qu'il est impossible de bloquer l'ascension des bulles avec ce courant lorsqu'un flux de chaleur est appliqué. La dépendance thermique de la susceptibilité magnétique massique de l'oxygène en est la raison. L'application d'un flux de chaleur chauffe l'oxygène et diminue sa susceptibilité. Par conséquent, à courant constant, la compensation n'est plus suffisante.

Pour que la microgravité soit vérifiée, au sens de l'ébullition, le critère de compensation exacte est modifié : le courant I'_0 , qui permet d'arrêter la montée des bulles lorsque l'ébullition nucléée est déclenchée alors que l'élément chauffant est placé à l'altitude z_0 , devient le courant de compensation. On suppose que les relations (1.32) et (1.33) restent vérifiées pour ce courant.

Ainsi, le point de compensation exacte est donc choisi avec un courant $I'_0 = 239$ A et une altitude $z_0 = -242,3$ mm qui correspond au repère $z_t = 134,2$ mm.

L'élément chauffant de la cellule est alors placé au niveau du point de compensation exacte. Ainsi on obtient $z_{EC} = z_0$. L'altitude de l'élément n'est ensuite plus modifiée pendant la série d'expériences. Le niveau de gravité résiduelle au niveau de l'élément chauffant est donc déterminé uniquement par la valeur du courant I circulant dans la bobine en utilisant la relation (1.33).

Observation de l'ébullition

L'observation s'effectue en lumière diffuse. Le miroir d'observation est incliné à 45° . Les images sont obtenues à l'aide de la caméra rapide numérique enregistrant avec une fréquence de 500 images/seconde. À cette fréquence, les images sont de très bonne qualité et les bulles sont distinctes (figure 5.3).

Les observations sont reproductibles. Trois évolutions du comportement de l'ébullition sont remarquées : à mesure que la compensation magnétique augmente, donc que la gravité résiduelle diminue, les bulles sont de plus en plus grosses, de moins en moins nombreuses et leur vitesse ascensionnelle est moindre.

Par ailleurs, la figure montre que l'instabilité de Cowley-Rosensweig est quasi inexistante : il n'y a que sur l'image à $0.04g_0$ que l'interface est légèrement étirée selon la verticale, car sa taille devient conséquente. On peut donc considérer que l'effet de l'instabilité est négligeable.

De la séquence vidéo ont pu être extraites des images à partir desquelles le comportement des bulles a été étudié : en particulier, la taille et le temps de croissance des bulles sont mesurés.

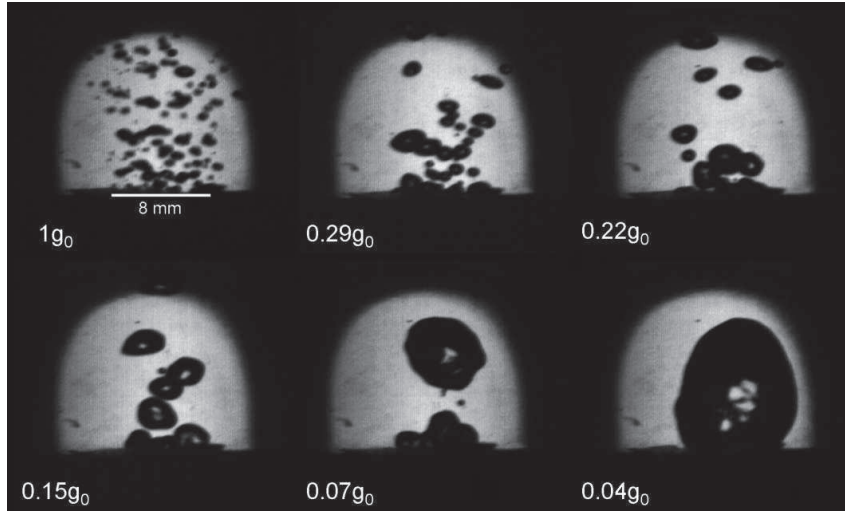


FIGURE 5.3 – Observation de l'ébullition nucléée pour une densité de flux de chaleur de $1 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ en fonction du niveau de gravité. L'élément chauffant de 8 mm de diamètre est indiqué sur la première image en haut à gauche.

La longueur capillaire l_c , caractéristique de la taille des bulles au moment de leur départ depuis la surface chauffante, dépend du niveau de gravité selon la relation classique :

$$l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g^* \cdot \Delta\rho}} \propto (g^*)^{-1/2} \quad (5.1)$$

où σ est la tension superficielle de l'oxygène, g^* le niveau de gravité et $\Delta\rho$ la différence de densité entre les deux phases.

On montre que, pour chaque niveau de gravité g^* , le rayon moyen des bulles r_b évolue proportionnellement à la longueur capillaire l_c (figure 5.4).

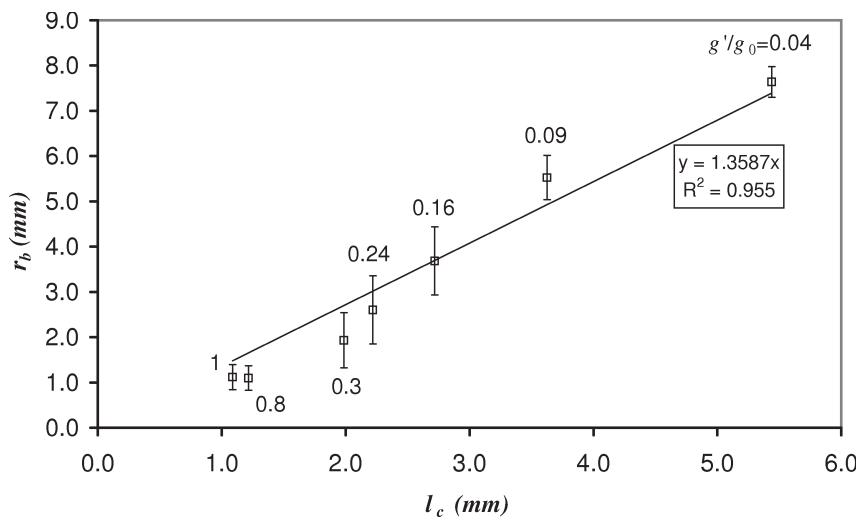


FIGURE 5.4 – Rayon des bulles en fonction de la longueur capillaire pour différents niveaux de gravité.

Ce résultat est similaire aux expériences effectuées en vol parabolique, qui ont montré que le rayon des bulles au détachement était proportionnel à $(g^*)^{-1/2}$ donc à la longueur capillaire l_c [63].

Par ailleurs, on définit un temps de croissance thermique t_{thg} par [9] :

$$t_{thg} \propto D_{T,L} \left(l_c \rho_V \frac{H}{\lambda_L \Delta T} \right) \quad (5.2)$$

où $D_{T,L}$ est la diffusivité thermique du liquide, ρ_V la masse volumique de la vapeur, H la chaleur latente massique de vaporisation, λ_L la conductivité thermique du liquide et ΔT la surchauffe du liquide (écart de température entre l'élément chauffant et la température de saturation).

Soit τ_{dep} la période de départ des bulles. Cette durée correspond à l'écart temporel entre deux bulles successives qui se détachent de l'élément chauffant.

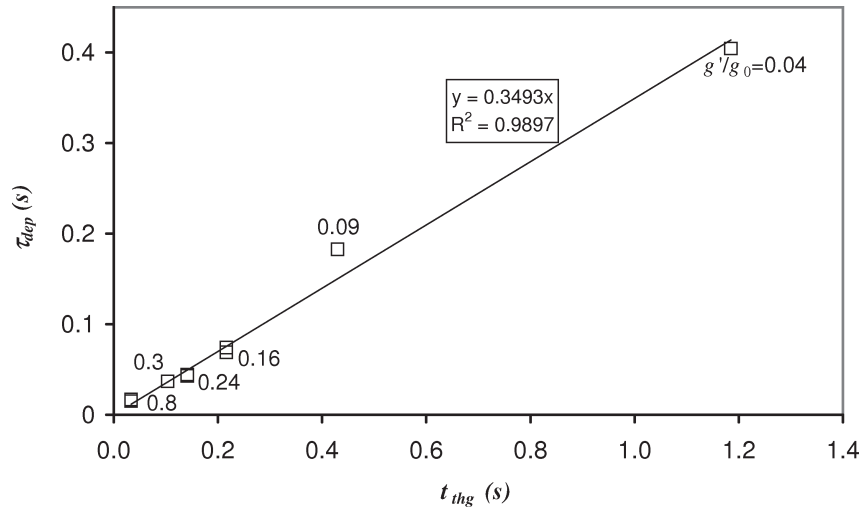


FIGURE 5.5 – Période de départ des bulles en fonction du temps de croissance thermique pour différents niveaux de gravité.

On observe que la période de départ des bulles est proportionnelle au temps de croissance thermique t_{thg} (figure 5.5).

5.2.3 Bilan

Ces deux résultats, liés au rayon des bulles et à la période de détachement de celles-ci, valident l'utilisation de la compensation magnétique pour l'étude de l'ébullition sous niveau de gravité réduite. La corrélation donnée dans l'équation (1.32) est également vérifiée.

Maintenant que nous avons montré que le concept de l'installation est efficace pour étudier l'ébullition, l'étude du flux critique sous gravité variable est donc possible.

5.3 Étude du flux critique

L'étude suivante vise à caractériser l'influence du niveau de gravité résiduelle sur le déclenchement de la crise d'ébullition.

5.3.1 Protocole expérimental

Les expériences sont réalisées dans la cellule à basse pression de 50 mm de long, remplie à 90 % par le liquide (voir figure 2.23 page 85). Le volume tampon est également utilisé.

Les points expérimentaux sont réalisés de la même manière que précédemment. À savoir, le niveau de gravité résiduelle et la densité de flux de chaleur imposée sont les paramètres d'entrée.

Le niveau de gravité résiduelle est imposé par l'intermédiaire du courant I circulant dans la bobine, relativement à un point de compensation exacte modifié choisi au préalable (caractérisé par un courant I'_0 et une altitude z_0). Pour chaque niveau de gravité g^*/g , on effectue une recherche du flux critique en étudiant le déclenchement de la crise d'ébullition selon la procédure décrite ci-dessous.

5.3.1.1 Détection du flux critique

La détection du flux critique s'effectue de manière thermique. C'est l'augmentation franche et soudaine de la surchauffe pour un flux quasiment constant qui est caractéristique de la crise d'ébullition.

Les mesures apparaissent en temps réel : le logiciel de supervision affiche les courbes des valeurs passées ce qui permet de suivre l'évolution temporelle des valeurs. Les graphes produits sont semblables à celui de la figure 5.6.

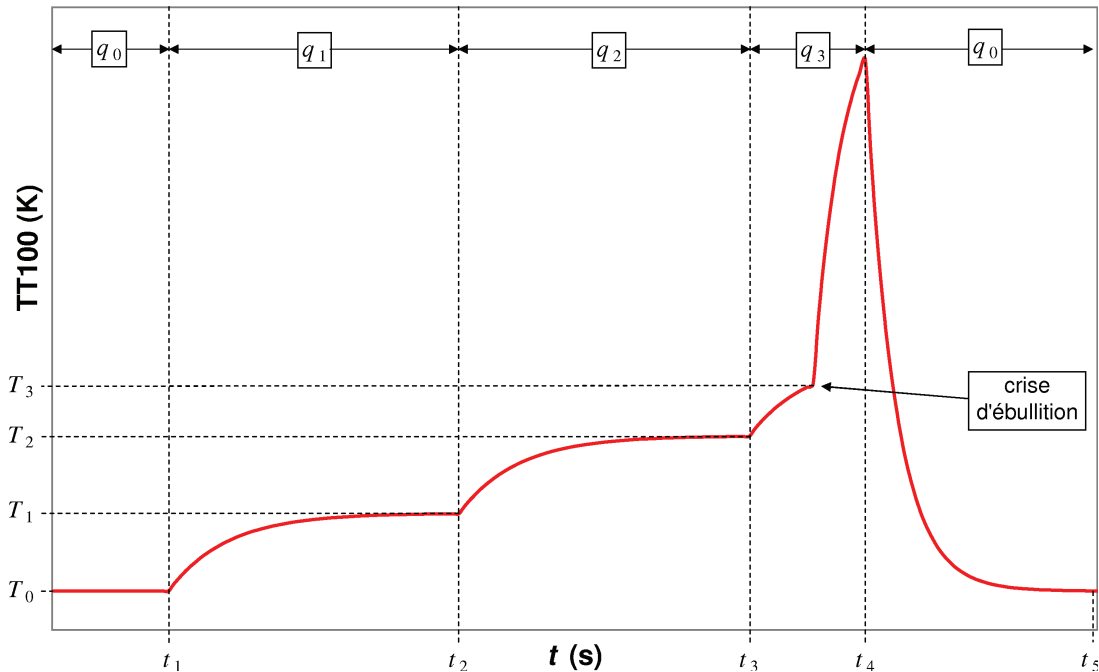


FIGURE 5.6 – Évolution temporelle de la température de l'élément chauffant (TT100) au moment de la détection du flux critique.

Le flux critique s'observe en premier au niveau du thermomètre de l'élément chauffant (TT100). Rapidement, c'est le thermomètre de la bride du bas (TT101) qui va détecter une augmentation de température puisque la chaleur s'évacue plus difficilement vers le liquide. Ainsi, le flux de

chaleur transmis par conduction dans l'anneau d'isolation situé entre l'élément chauffant et la bride du bas augmente (figure 5.7).

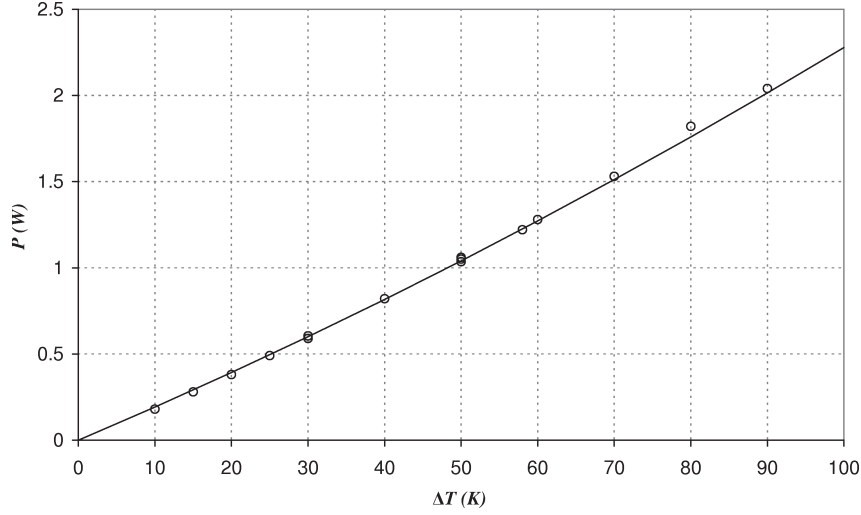


FIGURE 5.7 – Flux de chaleur transmis par conduction dans l'anneau en fonction de la différence de température entre le thermomètre de l'élément chauffant (TT100) et le thermomètre de la bride du bas (TT101). Les mesures expérimentales sont représentées par les ronds. Le modèle théorique est représenté par la ligne.

Lorsque le flux critique est formellement détecté, le flux de chaleur est diminué à une valeur inférieure au flux minimal de l'ébullition en film pour que l'ébullition nucléée puisse de nouveau être en place.

5.3.1.2 Procédure

La procédure de recherche du flux critique est décrite à partir de la figure 5.6.

Soit T_0 une température inférieure à celle correspondant au flux minimal de l'ébullition en film. L'élément chauffant est maintenu à cette température par l'application d'un flux q_0 .

À l'instant t_1 , le flux est augmenté à q_1 . La température TT100 évolue. À $t \lesssim t_2$, lorsque la température est stable (TT100 = T_1), le point est relevé.

À l'instant t_2 , le flux est augmenté à q_2 . La température TT100 évolue. À $t \lesssim t_3$, lorsque la température est stable (TT100 = T_2), le point est relevé.

À l'instant t_3 , le flux est augmenté à q_3 . Peu après, la température augmente très rapidement : il s'agit de la crise d'ébullition. T_3 est une valeur approchée de la température correspondant à la surchauffe maximale.

On déduit que le flux critique q_{CHF} vérifie

$$q_2 < q_{CHF} < q_3 \quad (5.3)$$

Le flux est abaissé à une valeur inférieure à celle du flux minimal de l'ébullition en film (à l'instant t_4).

Lorsque la surchauffe est revenue à une valeur compatible avec l'ébullition nucléée (à l'instant t_5), la procédure reprend en appliquant le flux q_2 . Lorsque la température est de nouveau stable à T_2 , le flux est imposé à une valeur q'_3 inférieure à q_3 .

Si q'_3 déclenche la crise d'ébullition, alors c'est un nouveau majorant du flux critique qui vérifie :

$$q_2 < q_{CHF} < q'_3 \quad (5.4)$$

Si q'_3 ne déclenche la crise d'ébullition, alors c'est un nouveau minorant du flux critique qui vérifie :

$$q'_3 < q_{CHF} < q_3 \quad (5.5)$$

La procédure est répétée plusieurs fois jusqu'à ce que l'encadrement de la valeur du flux critique soit suffisamment faible. Par conséquent, suivant le nombre de répétitions, les temps de mesure peuvent être très longs (de l'ordre de 30 min à 1 h pour obtenir une valeur du flux critique).

5.3.2 Résultats

Cette étude a fait l'objet de deux séries d'expériences. Les grandeurs mesurées sont : le courant imposé dans la bobine, les différentes températures dans la cellule, la pression et le flux de chaleur imposé.

La figure 5.8 montre l'évolution du flux critique adimensionnalisé par la valeur du flux critique sous gravité normale en fonction du niveau de gravité résiduelle, pour différentes études.

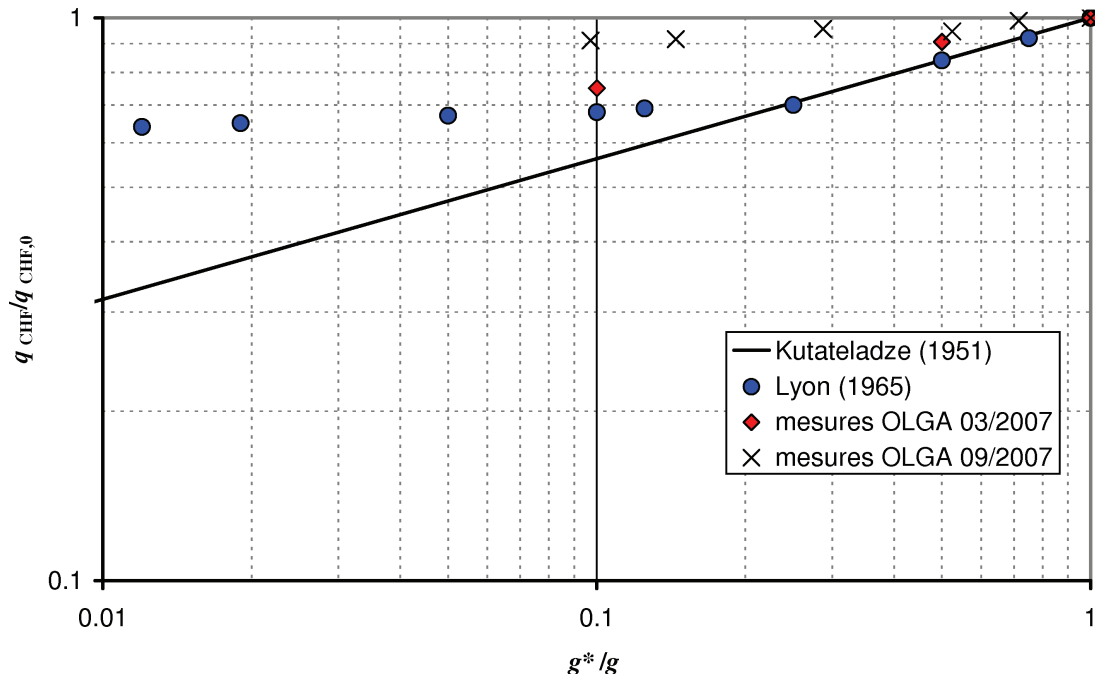


FIGURE 5.8 – Flux critique adimensionnel en fonction du niveau de gravité résiduelle. Courbe noire : modèle de Zuber-Kutateladze. Les mesures 09/2007 (représentées par des croix) sont entâchées d'erreurs dues au capillaire (voir texte).

La première (en trait noir continu) est la représentation graphique des modèles théoriques de Zuber-Kutateladze (équation (1.48)) et Nikolayev et al. ((équation (1.49)) :

$$q_{CHF} \sim (g^*)^{1/4} \quad (5.6)$$

Ainsi, en adimensionnalisant, on obtient :

$$\frac{q_{CHF}}{q_{CHF,0}} = \left(\frac{g^*}{g} \right)^{1/4} \quad (5.7)$$

La seconde (représentée par des ronds bleus) correspond aux études expérimentales menées par Lyon [44] par compensation magnétique dans l'oxygène.

Ces deux éléments sont comparés aux résultats obtenus dans l'installation OLGA et issus de deux campagnes expérimentales. Il aurait dû n'y avoir qu'une seule série d'expériences. Mais la corrélation $T_{sat}-P_{sat}$ n'ayant pas été observée au niveau des mesures des capteurs au cours des essais, deux séries de mesures ont été réalisées. En effet, la pression mesurée était supérieure à la pression de saturation, de quelques centièmes de bar (typiquement 1,05 bar au lieu de 1 bar).

Les résultats de la première série (indiqués par des losanges) correspondent aux tests effectués avec une température de saturation fixe ; la pression est alors laissée à la dérive. La seconde série (indiquée par des carrés) présente les points pour lesquels la pression est maintenue constante en adaptant les températures des brides. On verra par la suite que cela conduit à une situation de sous-refroidissement.

On observe que les essais expérimentaux réalisés en privilégiant le maintien de la température de régulation des brides sont sensiblement analogues à ceux obtenus par Lyon et correspondent assez bien au modèle d'évolution du flux critique de Zuber-Kutateladze.

5.3.2.1 Analyse des problèmes rencontrés

Deux difficultés, que nous allons expliquer ci-dessous, sont apparues lors de la réalisation des essais :

- phénomène de sous-saturation (sous-refroidissement) ;
- phénomène d'aspiration de bulle qui perturbe l'ébullition.

Comme nous l'avons vu en première partie de ce chapitre, lorsque la gravité est réduite, l'ascension des bulles est modifiée. Les bulles issues de l'ébullition nucléée coalescent dès leur détachement. La grosse bulle qui est créée par cette coalescence a tendance à rester alors à proximité de l'élément chauffant et à pousser le liquide vers le haut.

C'est pourquoi le remplissage de la cellule a un impact sur l'ébullition.

Aspiration des bulles – effet du remplissage de la cellule

Si la cellule est presque entièrement remplie (90 % de liquide), le liquide peut se retrouver expulsé dans le capillaire de remplissage. La pression capillaire s'ajoute alors à la pression de la vapeur et la saturation peut ne plus être respectée.

Si la cellule est moyennement remplie (50 % de liquide), la grosse bulle détachée provoque un mouvement ascensionnel d'aspiration au moment où elle coalesce avec la phase vapeur située dans la partie haute de la cellule (figure 5.9). Ce mouvement parasite déstabilise l'ébullition et provoque le déclenchement de l'ébullition en film pour des flux trop faibles normalement. Il faut noter que plus le flux de chaleur imposé est fort, plus la déformation de la bulle est importante.

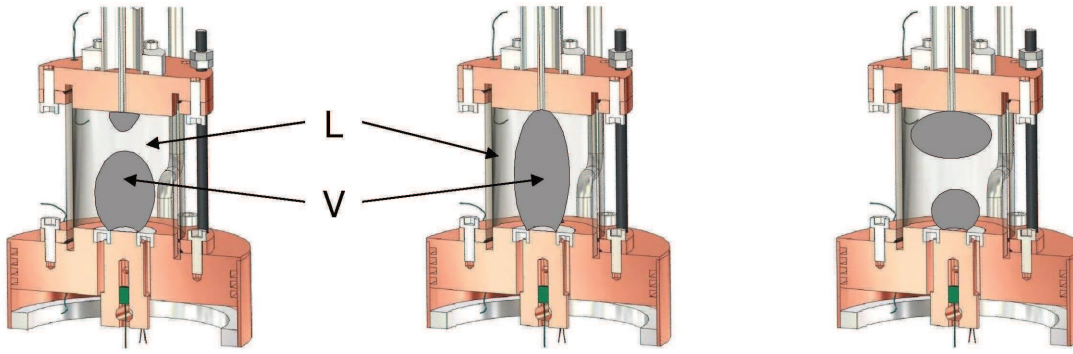


FIGURE 5.9 – Mouvement d’aspiration parasite par la bulle précédemment détachée sous fort flux de chaleur.

Pour certains remplissages plus faibles, la coalescence peut entraîner un blocage de l’ascension des bulles : un tube vertical de vapeur stable s’installe alors entre l’élément chauffant et la partie supérieure de la cellule. Ce phénomène analogue à un caloduc ne permet plus de conserver les conditions de l’ébullition en vase clos.

En revanche, si le remplissage de la cellule est encore plus faible, l’ébullition nucléée n’est plus possible car l’assèchement de la paroi chauffante s’opère rapidement, même à des flux de chaleur normalement trop faibles pour déclencher la crise d’ébullition.

Pour supprimer l’interaction entre la bulle et la phase vapeur et tenter d’éviter le phénomène d’aspiration, les tests ont été réalisés une troisième fois dans une cellule équipée avec un tube en saphir d’une longueur de 100 mm. Malgré l’augmentation du volume qui aurait permis à la bulle de ne pas interagir avec le haut de la cellule, aucune amélioration ne s’est fait sentir.

Le confinement de la cellule n’est donc pas à l’origine de cette aspiration, comme on pouvait le supposer. Elle est due en réalité à l’inhomogénéité du champ magnétique dans la cellule. En effet, plus on s’éloigne du point de compensation exacte, plus elle est grande (voir section 1.2). L’effet de l’inhomogénéité est donc d’autant plus important que la cellule est allongée, c’est pourquoi la déformation de la bulle est plus importante dans la cellule de 100 mm et le phénomène d’aspiration toujours présent dans celle-ci.

Afin de réduire l’inhomogénéité du champ de compensation, un insert ferromagnétique a été conçu. Mais, au lieu d’améliorer significativement les conditions de microgravité, comme les études le montraient, cet insert n’a pas pu permettre de réaliser des essais d’ébullition sans défaut. En effet, la bulle s’est retrouvée encore plus déformée que dans le cas où la bobine est utilisée seule (sans insert). L’instabilité de Cowley-Rosensweig (voir section 1.2), due à l’interaction de l’oxygène avec le champ magnétique et à l’origine de la déformation de la bulle, est augmentée par l’utilisation de l’insert car le champ magnétique est plus fort. Ce dernier n’a donc finalement pas été utilisé.

Sous-saturation (sous-refroidissement)

La discordance entre la température de saturation et la pression mesurée s’explique donc par la montée du liquide dans le capillaire. La pression capillaire, dont il est à l’origine, n’est pas négligeable et s’ajoute à la pression de saturation, entraînant une mesure erronée de la pression. C’est pourquoi les résultats de la seconde série, représentés sur la figure 5.8 par des carrés, sont

inexacts. En effet, la température des brides étant plus basse que la température de saturation a entraîné la création d'une situation de sous-refroidissement.

5.3.2.2 Bilan

L'étude du flux critique dans l'oxygène en fonction du niveau de gravité résiduelle a montré des résultats conformes aux études précédentes mais elle est délicate à mettre en place. Les principales difficultés résident dans le fait que la susceptibilité magnétique massique de l'oxygène dépend de sa température et que l'interface se déforme sous l'action de l'instabilité de Cowley-Rosensweig.

Les conditions expérimentales sont donc extrêmement importantes, non seulement au niveau de l'aspect thermique, mais également de la compensation magnétique. Celle-ci est donc, a priori, incompatible avec les études de transferts thermiques dans l'oxygène sous gravité réduite.

Néanmoins, certains ajustements magnétiques permettent d'obtenir des résultats convenables. Il s'agit notamment de compenser la diminution de la susceptibilité magnétique lorsque l'oxygène est chauffé en augmentant la valeur du courant pour maintenir la compensation au même niveau qu'en absence de flux de chaleur. Le fait de modifier l'altitude de l'élément chauffant permet également de régler la compensation.

Par conséquent, la dérive de la compensation du fait de la température augmente à mesure que le niveau de gravité résiduelle diminue. Ceci pourrait expliquer, sur la figure 5.8, les écarts notables par rapport aux modèles théoriques pour les niveaux de gravité les plus faibles ($g^*/g < 0,5$), que ce soit pour les expériences de Lyon ou celles de ce travail.

5.4 Conclusion du chapitre

Nous avons pu montrer, à travers ce chapitre, que l'installation OLGA est adaptée à la mise en œuvre d'études expérimentales de transfert par ébullition dans l'oxygène liquide. En effet, la conception de la cellule permet ainsi d'effectuer, à la fois, des mesures thermiques et des observations de bonne qualité, qui sont de plus enregistrables. Les enregistrements permettent l'étude des observations a posteriori.

La validation du concept a été réalisée en reproduisant la courbe d'ébullition nucléée dans l'oxygène liquide à saturation à 1 bar. Elle s'est poursuivie par l'étude du comportement des bulles de vapeur produites pendant l'ébullition nucléée et leur évolution en fonction du niveau de gravité résiduelle. Le niveau de compensation est aisément ajustable en modifiant le courant circulant dans la bobine externe de l'installation.

Par ailleurs, l'étude de la dépendance du flux critique en fonction du niveau de gravité résiduelle a elle aussi été concluante. Les résultats obtenus avec la station OLGA sont comparables à ceux de la littérature et conformes au modèle théorique.

Cependant, malgré ces résultats encourageants, les expériences ont permis de mettre en avant certaines faiblesses de la compensation magnétique pour des substances paramagnétiques telles que l'oxygène pour l'étude des transferts thermiques sous gravité réduite. En effet, l'inhomogénéité du champ de compensation, intrinsèquement existante dans le cadre de la compensation magnétique avec un solénoïde, est amplifiée par la dépendance thermique de la susceptibilité magnétique massique de l'oxygène lorsqu'un flux de chaleur est appliqué et rend les conditions expérimentales désirées plus difficiles à mettre en place.

Par ailleurs, l'insert ferromagnétique, prévu pour améliorer l'homogénéité du champ de compensation, ne peut être efficace que dans la mesure où il est utilisé pour des études isothermes dans l'oxygène, puisqu'il a été conçu comme tel. En raison de la dépendance thermique de la susceptibilité magnétique, son utilisation est superflue et peut même dégrader les conditions de compensation magnétique dans le cadre d'études de transferts thermiques. De plus, son utilisation aurait amplifié l'effet de l'instabilité de Cowley-Rosensweig car il nécessite un champ magnétique plus important.

Cependant, il s'est avéré que celle-ci a été négligeable dans les expériences décrites dans ce chapitre et que les principales difficultés ont été liées à l'inhomogénéité du champ de compensation couplée aux flux de chaleur importants.

Ainsi, les conditions expérimentales et le montage actuel ne permettent pas d'effectuer d'expériences supplémentaires en vue de déterminer précisément le modèle de déclenchement de la crise d'ébullition. En effet, à la pression d'oxygène considérée (1 bar), les phénomènes sont trop rapides et trop violents.

Une solution pour contourner ce problème est d'effectuer les expériences près du point critique, pour bénéficier du ralentissement éponyme. Le flux de chaleur pour atteindre la crise d'ébullition étant par ailleurs beaucoup plus faible à proximité du point critique, la modification locale de la susceptibilité magnétique due à la surchauffe de l'oxygène tout comme la déformation de la bulle s'en trouveront amoindries. C'est précisément l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 6

Flux critique près du point critique de l'oxygène et sous gravité variable

Dans le chapitre précédent, nous avons mis en évidence la difficulté de réaliser des études de transferts thermiques dans l'oxygène sous compensation magnétique en raison de la dépendance de sa susceptibilité magnétique massique vis-à-vis de la température.

6.1 Objectifs

L'étude de la crise d'ébullition près du point critique présente des avantages certains. D'une part, les phénomènes critiques (associés au point critique) apparaissent et en particulier le *ralentissement critique*. Ce ralentissement permettra d'effectuer des observations directes. D'autre part, les densités de flux de chaleur mises en jeu sont d'autant plus faibles que l'on s'approche du point critique. Par conséquent, la variation de susceptibilité magnétique en raison de la température sera réduite.

On rappelle que le point critique de l'oxygène est défini par les conditions de température et de pression suivantes : $T_c = 154,58 \text{ K}$ et $P_c = 50,43 \text{ bar}$ [54].

De plus, contrairement aux expériences réalisées à pression constante et présentées dans le chapitre précédent, les tests sont effectués avec une cellule fermée par un glaçon d'oxygène. Il s'agit de la cellule pour les études des transferts thermiques à haute pression dans l'oxygène qui a fait l'objet d'une description complète à la page 89. Les expériences se déroulent donc à volume constant, c'est-à-dire à masse constante.

Ces propriétés sont mises à profit dans l'étude du flux critique qui va suivre, dans le but de départager les modèles proposés dans la section 1.3.

6.2 Étude préliminaire

Nous allons présenter maintenant la mise en application pendant les expériences de quelques propriétés du point critique.

6.2.1 Remplissage de la cellule

Les expériences sont réalisées à volume constant. Pour cela, la cellule est fermée par la vanne thermique (glaçon d'oxygène). La masse volumique moyenne ρ_m dans la cellule est définie par :

$$\rho_m = x_L \cdot \rho_L + (1 - x_L)\rho_V \quad (6.1)$$

où ρ_L est la masse volumique de la phase liquide et ρ_V la masse volumique de la phase vapeur, à la température de saturation T_{sat} donnée et x_L la fraction volumique de liquide. Pendant les expériences où la cellule est fermée, la masse totale et la densité moyenne dans la cellule sont également constantes.

6.2.1.1 Remplissage critique

Pour pouvoir approcher le point critique au plus près, il faut que le remplissage de la cellule corresponde à celui de la densité critique ρ_c (la densité moyenne est alors égale à la densité critique). Elle est obtenue lorsque le volume de la phase vapeur est strictement égal au volume de la phase liquide (figure 6.1).

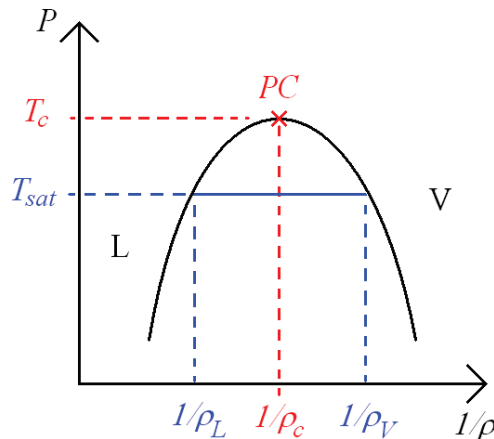


FIGURE 6.1 – Courbe de coexistence P - V de l'oxygène.

Le remplissage à densité critique présente une propriété intéressante : les volumes de liquide et de gaz restent constants quelle que soit la température et l'interface ne change donc pas de position. En revanche, le point critique n'est atteignable qu'en effectuant un remplissage à densité critique. Comme la diffusivité thermique tend vers zéro au voisinage du point critique, l'équilibre thermique est long à atteindre, tout comme la stabilisation de la position de l'interface. Il faut donc veiller à modifier le remplissage le moins possible pendant les expériences.

Pour le rendre plus aisé, la cellule est remplie sous gravité terrestre (champ magnétique nul) à une température inférieure à celle du point critique (jusqu'à une dizaine de degrés inférieure). Lorsque le niveau de liquide correspondant à la densité critique est atteint (le ménisque est alors situé à mi-hauteur de la cellule), la cellule est fermée via la vanne thermique. La température de la cellule est ensuite augmentée à la température désirée. Comme indiqué précédemment, si le niveau de l'interface ne varie pas pendant ce réglage de température, la densité critique est effective.

Lorsque le champ magnétique est mis en place, l'interface, plate à l'origine, se creuse et au fur et à mesure la phase liquide remonte le long des parois. À la fin, la phase vapeur forme une bulle entourée de liquide. En microgravité, la bulle est pratiquement centrée sur le point de compensation magnétique exacte, et ce d'autant plus que sa taille est petite, ce que nous allons illustrer par la suite.

Au regard de la géométrie de la cellule, la bulle à densité critique et en microgravité a un rayon peu différent du rayon interne de la cellule (figure 6.2). Or, pour effectuer les expériences d'ébullition, l'élément chauffant doit être en contact avec la phase liquide. Par conséquent, la distance minimale entre l'élément chauffant et le point de compensation exacte est égale au rayon de la bulle : dans ce cas, l'interface de la bulle est tangente à l'élément chauffant. En réalité, la distance effective doit être supérieure à cette distance minimale puisqu'il faut garder une épaisseur suffisante de liquide afin que l'élément chauffant ne vienne pas perturber l'ébullition et déclencher la crise d'ébullition de manière inopinée.

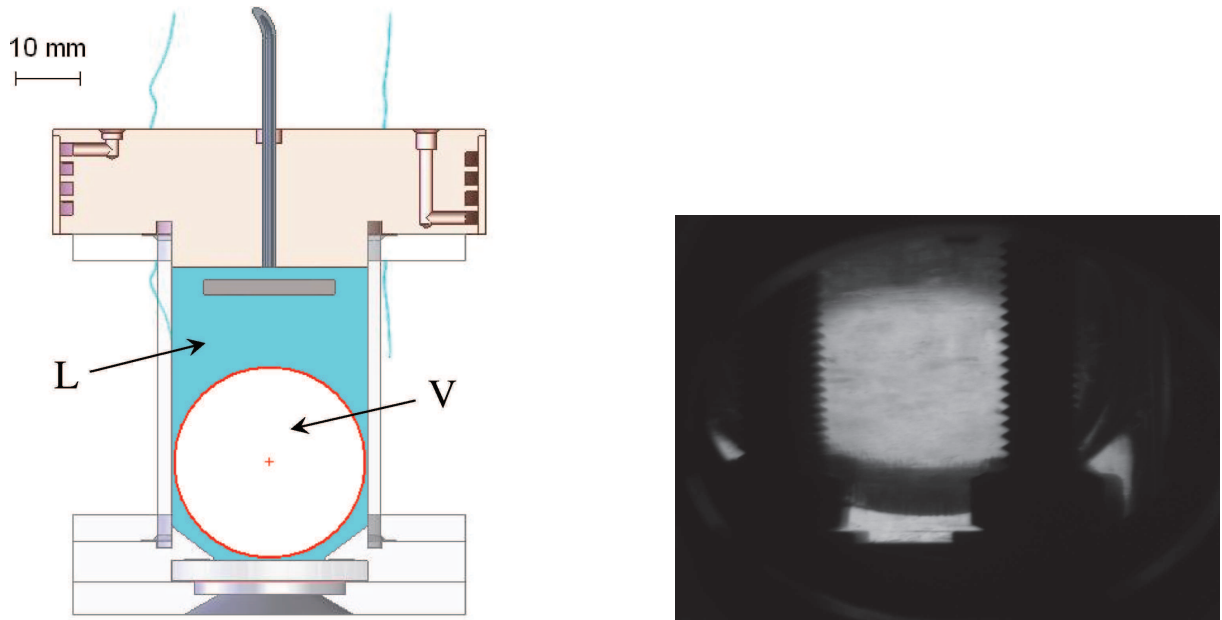


FIGURE 6.2 – Schéma et photographie de la bulle (repérée par V) dans la cellule à densité critique sous compensation exacte. La bulle sur la photographie est située 10 mm au-dessus de la position de la bulle sur le schéma. Les tiges filetées visibles sur la photographie ne sont pas représentées sur le schéma.

De plus, l'effet de l'instabilité de Cowley-Rosensweig tend à déformer la bulle en l'allongeant selon la verticale lorsqu'on se rapproche du point critique (comme nous l'avons vu à la section 1.2). La distance entre l'élément chauffant et le point de compensation exacte doit alors être augmenté en conséquence.

Il est donc impossible dans ces conditions de placer l'élément chauffant au point de compensation magnétique exacte, puisqu'il serait alors dans la phase vapeur. Par conséquent, le niveau de gravité résiduelle sur l'élément chauffant ne peut pas être nul en configuration d'ébullition à densité critique.

6.2.1.2 Remplissage non critique

L'objectif des expériences étant d'étudier le flux critique en microgravité, il faut pouvoir rapprocher au plus près l'élément chauffant du point de compensation exacte. Créer une bulle avec un rayon plus petit est une façon d'y parvenir. En contrepartie, le point critique ne pourra pas être atteint et la température T_{cx} pour laquelle le mélange-liquide vapeur disparaît est la *température de transition* (figure 6.3). Pour une température supérieure à T_{cx} , le fluide passe d'abord dans un état liquide ou vapeur avant de devenir supercritique pour $T > T_c$.

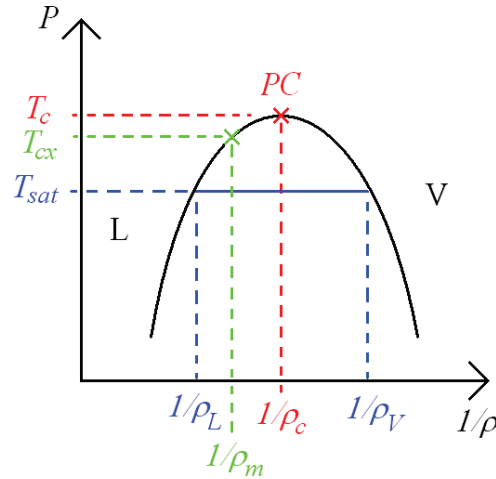


FIGURE 6.3 – Courbe de coexistence P - V de l'oxygène avec T_{cx} .

Dans ces conditions, lorsque la densité moyenne dans la cellule est différente de la densité critique, la fraction volumique (c'est-à-dire la taille de la bulle) varie en fonction de la température de saturation.

À température de remplissage T_{sat} donnée, le remplissage de la cellule est matérialisé par la position de la ligne verticale ρ_m^{-1} . Lorsque la cellule est vide, la ligne est complètement à droite, dans la phase vapeur. À mesure que la pression augmente, pour amorcer le remplissage, la ligne se déplace vers la gauche. Au moment où les premières gouttes de liquide apparaissent, $\rho_m = \rho_V$. Si le remplissage se poursuit, la ligne se déplace vers la gauche jusqu'à ce que la cellule soit complètement remplie de liquide, auquel cas $\rho_m = \rho_L$.

Ainsi, à température de remplissage T_{sat} donnée, la fraction volumique de liquide est représentée sur le graphe par la position du point d'intersection de T_{sat} et ρ_m^{-1} sur le segment de T_{sat} situé sous la courbe de coexistence. Si ce point est proche de la phase liquide (c'est à dire de la gauche de la courbe de coexistence), la phase liquide est prédominante et vice-versa.

Maintenant, on suppose que la cellule est fermée et remplie à une certaine masse volumique moyenne ρ_m . Deux cas sont possibles :

- soit le liquide prédomine ($x_L > 0,5$ et $\rho_m > \rho_c$) : si la température T_{sat} augmente, la fraction volumique de liquide augmente, donc la bulle rétrécit. À l'inverse, une diminution de température entraîne un grossissement de la bulle.
- soit la vapeur prédomine ($x_L < 0,5$ et $\rho_m < \rho_c$) : si la température T_{sat} augmente, la fraction volumique de liquide diminue, donc la bulle grossit. À l'inverse, une diminution de température entraîne un rétrécissement de la bulle.

L'étude nécessite donc de réaliser des remplissages différents afin de balayer une large gamme de températures.

6.2.1.3 Mise en pratique du remplissage

Préparation de la cellule

Le système d'observation ne permet d'observer que la partie basse de la cellule 50 bar (55 % de la hauteur). En effet, l'amplitude de mouvement des endoscopes qui autorisait l'observation de la quasi-totalité de la cellule 100 mm pour les études à basse pression est tronquée par la présence du support du miroir semi-transparent situé sous la cellule. Le décalage entre les éléments chauffants de ces deux configurations est de 60 mm.

Ainsi, la position la plus haute des endoscopes permet tout de même de surveiller le niveau de l'interface en vue de réaliser un remplissage critique ou de regarder le comportement des bulles pendant les expériences. Le milieu de la cellule est repéré par les tiges filetées dont on connaît le pas entre filets : 0,8 mm car filetage ISO M5 (figure 6.2).

En pratique, on souhaite effectuer les expériences à T_{sat} . La cellule est réglée à la température $T_{temp} < T_{sat}$ et le remplissage peut commencer. Lorsque l'interface atteint la limite d'observation, le courant de compensation est imposé. La bulle est alors de taille conséquente. Le remplissage reprend jusqu'à ce que la taille de la bulle soit raisonnable, légèrement supérieure à sa taille définitive.

La cellule est alors fermée par le glaçon d'oxygène, puis la consigne de température fixée à T_{sat} . Par l'effet décrit ci-dessus, la bulle rétrécit. Le courant est augmenté pour que la compensation soit suffisante. Si la taille définitive de la bulle n'est pas adéquate, il faut recommencer la procédure après avoir fixé la température à T_{temp} , modifié le courant et ouvert la cellule.

Génération d'une bulle

La bulle est créée lors du remplissage, mais la mise en place des conditions expérimentales, associée à l'inhomogénéité du champ de compensation peut entraîner le déplacement de la bulle hors du champ de vision du système d'observation, dans une zone de compensation instable. Sans intervention de la part de l'utilisateur, la bulle ne pourrait revenir au point de compensation stable.

Il existe deux méthodes pour replacer la bulle au point de compensation exacte :

- Soit le volume de la phase vapeur est identique à la taille de la bulle désirée. Dans ce cas, on applique une surcompensation franche pour amener la phase vapeur dans la partie basse de la cellule, puis le courant est réduit jusqu'à la valeur correspondant à la microgravité.
- Soit le volume de la phase vapeur est supérieur à la taille de la bulle désirée. Dans ce cas, on applique brièvement un flux de chaleur important de manière à déclencher l'ébullition nucléée. Les petites bulles coalescent alors au niveau du point de compensation exacte pour former une bulle immobile. Il ne faut pas que le flux soit appliqué trop longtemps pour ne pas déstabiliser l'équilibre thermique de la cellule, sinon la susceptibilité varie et empêche la bulle finale de rester stable.

6.2.2 Détection du flux critique

Pouvoir mettre en évidence le flux critique est primordial, puisque les flux de chaleur mis en jeu près du point critique sont faibles. Pour cela, deux méthodes de détection sont utilisées :

- une méthode par mesure de température ;
- une méthode visuelle.

6.2.2.1 Mesure de la température du hublot

La température du hublot (TT100) est lue en temps réel sur la supervision. Le flux critique apparaît lorsque cette température augmente brusquement et franchement. C'est la méthode employée dans le chapitre précédent.

Pour valider le flux critique, deux critères sont utilisés :

- la température du hublot est stable pendant au minimum 30 s et spontanément la crise d'ébullition apparaît. La valeur du CHF¹ est celle du flux de chaleur imposé ;
- la température du hublot est stable pendant 1 min au minimum et un faible changement de consigne de flux de chaleur (10 ou 20 mW) entraîne le déclenchement de la crise d'ébullition. La valeur du CHF est celle du nouveau flux de chaleur imposé.

Les incertitudes liées à ces deux grandeurs sont : $\Delta T = 0,01$ K et $\Delta q = 0,01$ W.

6.2.2.2 Observation de l'ébullition à travers le hublot

Le hublot transparent en saphir (figure 2.33) sur lequel a été déposé l'élément chauffant permet l'observation de l'ébullition. La différence de régime entre l'ébullition nucléée et l'ébullition en film est clairement visible (figure 6.4). Sur l'image de gauche (a), les bulles créent un brouillard homogène translucide. Au moment de la transition, on observe l'étalement rapide de la tâche sèche, depuis le centre de la surface chauffante jusqu'au-delà de la surface transparente du hublot. L'ébullition nucléée qui se produit en périphérie de la tâche sèche n'est pas visible sur l'image (b), mais elle crée, conjointement avec l'ébullition en film, des ondulations sur l'interface liquide-vapeur sur lesquelles la lumière se fragmente (taches claires). Cette observation est possible car le film de vapeur transparent recouvre l'intégralité du hublot.

Par ailleurs, à mesure que la température de saturation s'approche du point critique apparent (T_{cx}), la valeur du flux critique s'amenuise. Le saut de température au moment du CHF diminue également, jusqu'à ne plus être détectable sur l'écran de supervision (le saut de température devient identique à la sensibilité du capteur). L'observation du régime d'ébullition à travers le hublot devient alors la seule information qui permette de détecter le flux critique.

Lorsque le fluide est proche du point de transition, le flux critique est faible et seule la partie centrale de la surface chauffante arrive à déclencher l'ébullition nucléée. La détection du flux critique s'observe par l'agrandissement brusque de la surface active (représentée en rouge sur la figure 6.5). Après la transition, l'ébullition nucléée reste active au niveau de la ligne triple. Par ailleurs, sur les deux images, autour de la surface active pour l'ébullition, des mouvements de conduction/convection sont visibles.

1. Critical heat flux : flux critique.

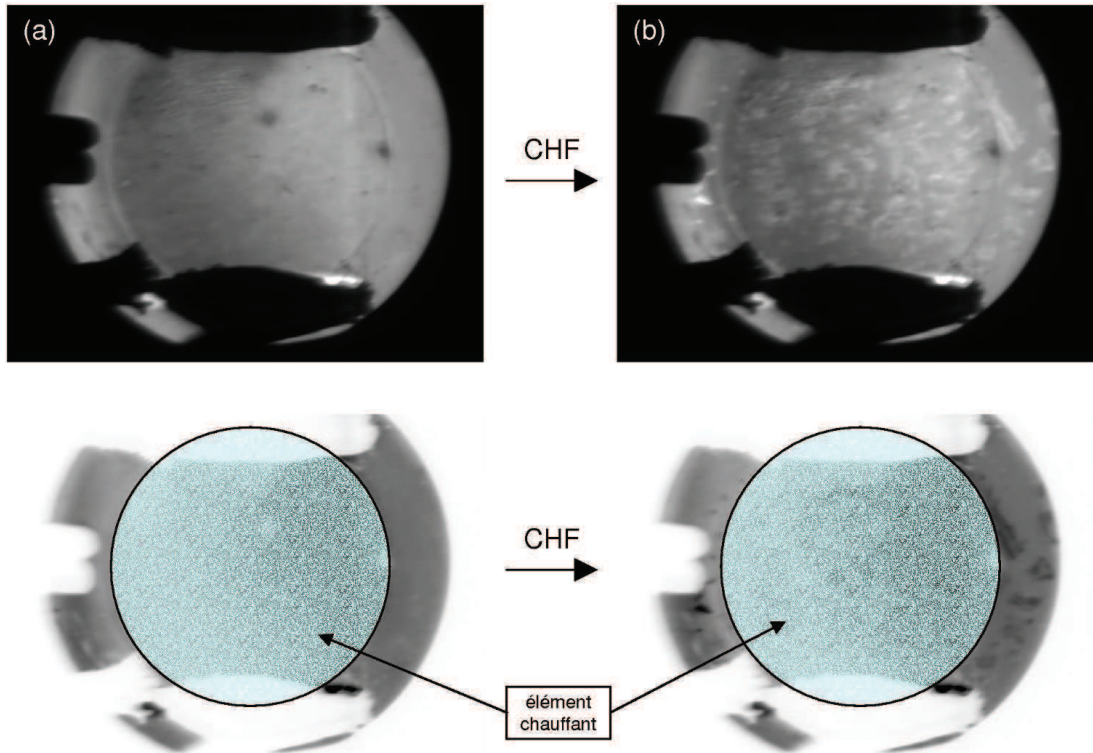


FIGURE 6.4 – Régime d'ébullition : (a) avant et (b) après la crise d'ébullition. La surface chauffante est représentée par le disque bleu. Observation à travers le hublot chauffant.

6.2.3 Bilan

Nous venons de mettre en évidence deux caractéristiques liées à la réalisation d'expériences près du point critique : le remplissage de la cellule et la détection du flux critique.

D'une part, l'étude devait être initialement effectuée à densité critique. Dans ce cas, le volume de la bulle était égal à la moitié de celui de la cellule et le rayon de la bulle était peu différent du rayon interne de la cellule (soit 15 mm). Or en microgravité, le point de lévitation stable est pratiquement confondu avec le centre de la bulle. La phase liquide se retrouvait donc située assez loin du point de compensation exacte et l'élément chauffant était alors dans une zone où la gravité résiduelle était non nulle et importante (jusqu'à 4 % de gravité pour la cellule 50 mm – voir chapitre 2).

Le remplissage de la cellule n'est donc pas réalisé à densité critique, afin de pouvoir imposer un niveau de gravité résiduelle inférieur à 0,04 g au niveau de l'élément chauffant. Il offre aussi l'avantage de bien distinguer les deux phases en présence, puisque le point critique ne peut être atteint. Ainsi, lorsque la température de transition est atteinte, une des deux phases disparaît parce que la fraction volumique tend vers $x_L = 1$ (la bulle devient de plus en plus petite). L'interface reste donc bien visible pendant le rétrécissement de la bulle (grâce à la différence d'indice de réfraction qui est corrélée avec la différence de densité entre les phases).

Par conséquent, le phénomène est très différent de celui qui a lieu en présence d'un remplissage critique où, lorsque la température du point critique est atteinte, l'interface disparaît car la

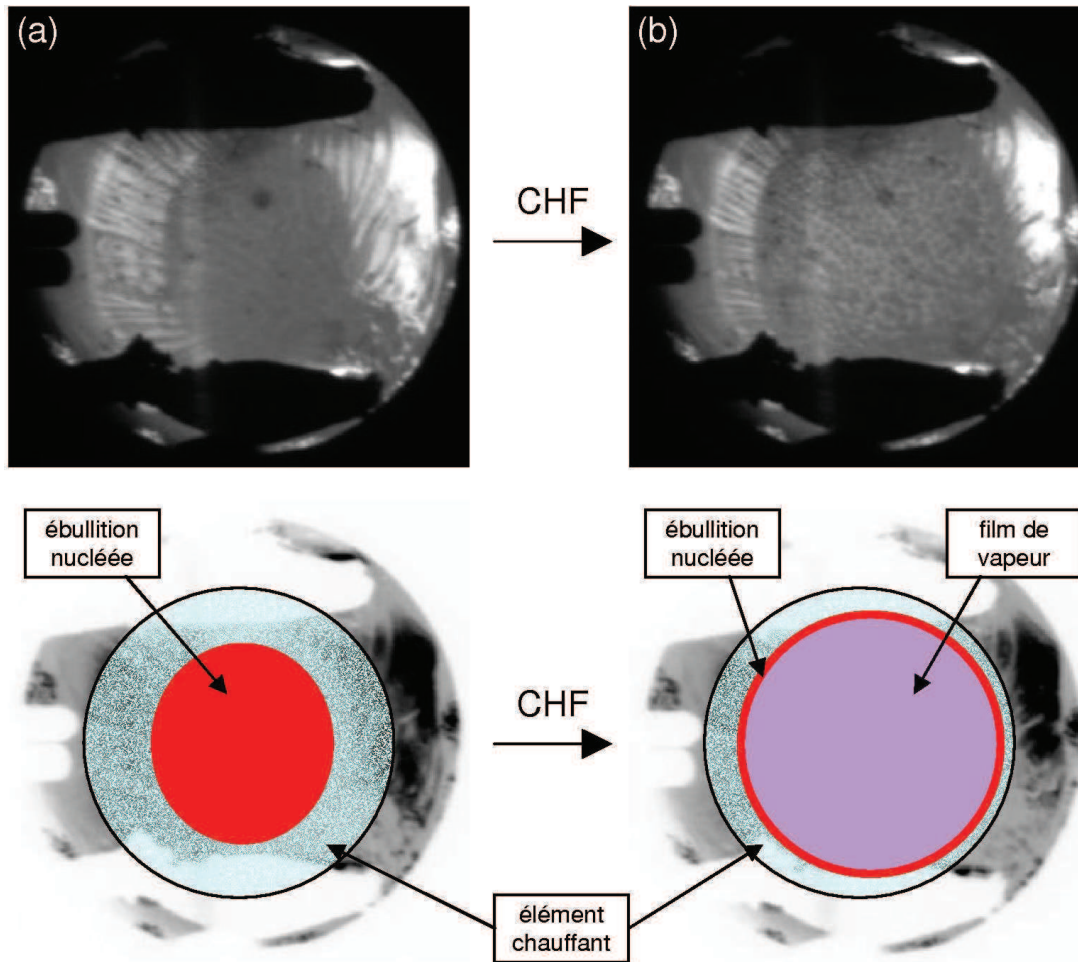


FIGURE 6.5 – Régime d'ébullition avant (à gauche) et après (à droite) la crise d'ébullition, plus près du point de transition ($T_{cx} = 153$ K). La surface chauffante est représentée par le disque bleu. La cellule est légèrement décentrée pour améliorer la visibilité. Observation à travers le hublot chauffant.

différence de densité entre les phases tend vers zéro. La tension superficielle tend alors également vers zéro.

D'autre part, la combinaison des deux types de détection du flux critique (par le saut de température de l'élément chauffant et par l'observation à travers le hublot) permet une détection fine et efficace.

Une difficulté réside dans le fait de connaître avec précision le niveau de gravité résiduelle au niveau de l'élément chauffant. La méthode présentée dans la section 3.2 du chapitre 3 est utilisée dans ce qui va suivre.

6.3 Étude du flux critique

Deux modèles théoriques de déclenchement de la crise d'ébullition ont été présentés à la section 1.3. À proximité du point critique et à niveau de gravité constant, les modèles se simplifient de la manière suivante (équation (1.51)) :

$$\begin{cases} q_{CHF,Zuber} \sim (T_c - T)^{0,72} \\ q_{CHF,Nikolayev} \sim (T_c - T)^{1,14} \end{cases} \quad (6.2)$$

Pour départager les deux modèles, nous allons chercher à obtenir le flux critique sous la forme $q_{CHF} \sim (T_c - T)^\alpha$ et déterminer l'exposant α correspondant, pour un niveau de gravité constant.

6.3.1 Protocole expérimental

Le remplissage s'effectue comme indiqué précédemment. La cellule est prête lorsque la cellule est fermée et que l'équilibre thermique est atteint.

Les remplissages sont repérés par la température apparente T_{cx} qui correspond à la température pour laquelle la bulle disparaît. Normalement, cette température aurait dû correspondre à la température de transition. En réalité, il ne s'agit pas exactement de celle-ci : comme les expériences sont réalisées près du sommet de la courbe de compensation, le point de compensation exacte instable est également présent dans la cellule. Ainsi, la phase vapeur se trouve scindée en deux (figure 6.6) : une partie est soumise à l'équilibre de la compensation et correspond à la bulle dont il est fait mention dans ce chapitre ; l'autre partie est située dans le haut de la cellule qui est dans une zone de sous-compensation.

La disparition de la bulle n'entraîne pas systématiquement celle de la vapeur restante, d'autant plus que celle-ci est en partie située dans le capillaire de remplissage de la cellule conduisant à la vanne thermique. Par conséquent, le caractère diphasique permettant le bon déroulement de l'ébullition est donc conservé même en cas de dépassement de la température de transition T_{cx} relevée. Cette température n'a donc qu'un rôle d'étiquetage destiné à repérer le remplissage. Les températures importantes pour l'analyse des résultats sont celle du point critique (T_c) et celle de la saturation (T_{sat}).

Les conditions expérimentales définissant le niveau de gravité résiduelle sont mises en place (I , z et T_{sat}). Si la bulle touche l'élément chauffant, il faut procéder à un remplissage de la cellule plus important ou, à défaut, augmenter T_{sat} afin de réduire le volume de la bulle. Dès que l'équilibre thermique est instauré, la recherche du flux critique peut commencer.

Les expériences se décomposent de la manière suivante :

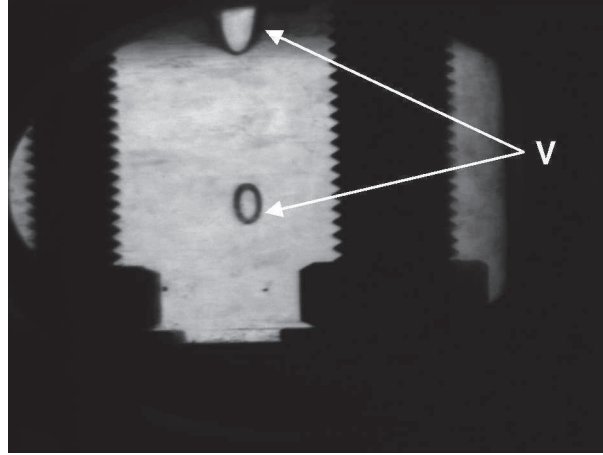


FIGURE 6.6 – Phase vapeur (repérée par V) scindée en deux. La situation est stable. Observation latérale.

- étude du flux critique sous gravité terrestre ;
- influence du champ magnétique ;
- étude du flux critique sous gravité réduite.

6.3.2 Résultats

6.3.2.1 Ébullition près du point critique

La température critique T_c de l'oxygène a été mesurée dans la cellule à $T_c = 154,6\text{ K}$.

Comme escompté, les flux de chaleur mis en jeu près du point critique sont faibles. La limitation de puissance à 5 W de l'élément chauffant est largement suffisante pour déclencher la crise d'ébullition. Pour $\frac{T_c - T_{cx}}{T_c} \lesssim 0,01$, les différents régimes de transfert de chaleur (conduction/convection, ébullition nucléée et ébullition en film) sont aisément identifiables (figure 6.7).

La crise d'ébullition s'accompagne d'un agrandissement instantané de la tâche sèche. Cependant, malgré la proximité du point critique, le mouvement est trop rapide pour en étudier la cinétique avec une caméra classique (25 images/s).

Enfin, l'inertie de l'élément chauffant est quasi-nulle, en raison de la faible masse et de l'excellente conductivité thermique du hublot en saphir. Par conséquent, en régime d'ébullition en film, on observe clairement le remouillage de l'élément chauffant dès que le flux de chaleur est coupé.

6.3.2.2 Flux critique en fonction de la distance au point critique sous gravité terrestre

Le champ magnétique est nul : la gravité résiduelle est donc égale à la gravité normale ($g^*/g = 1$). Pour un remplissage critique (correspondant à la densité critique), l'évolution du flux critique en fonction de la distance par rapport au point critique est tracée (figure 6.8).

L'évolution du flux critique en fonction de la distance par rapport au point critique s'effectue selon une loi puissance dont l'exposant est égal à 1,18.

Cette valeur est proche de celle de l'exposant correspondant au modèle de recul de la valeur présenté par Nikolayev *et al.* (voir équation (1.51)) et qui était en accord avec les mesures

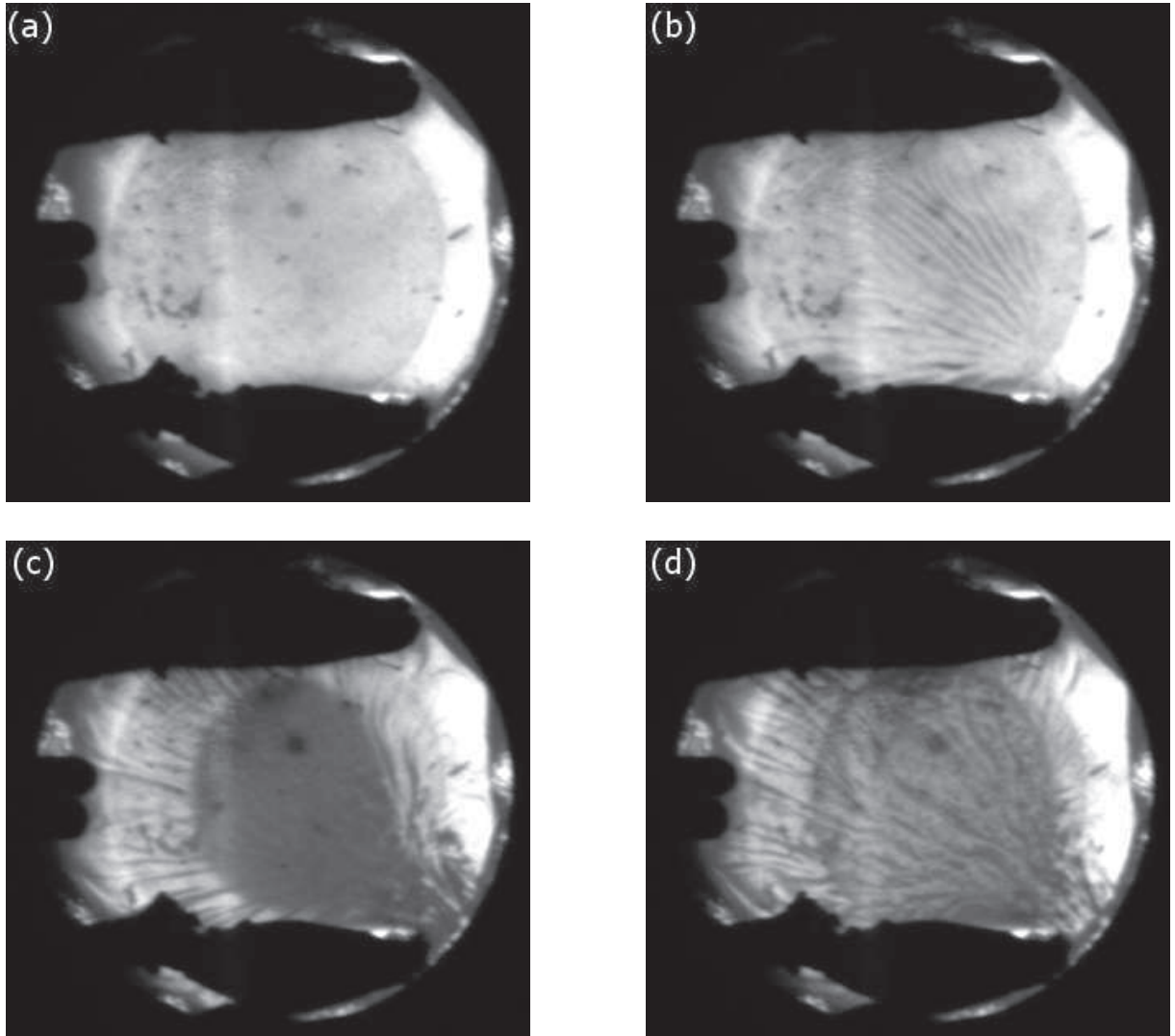


FIGURE 6.7 – Identification des différents types de transferts thermiques près du point critique ($T_{cx} = 153\text{ K}$) : isotherme (a), conduction/convection (b), ébullition nucléée (c), ébullition en film (d). La cellule est légèrement décentrée pour améliorer la visibilité. Les images (c) et (d) correspondent à la figure 6.5. Observation à travers le hublot chauffant.

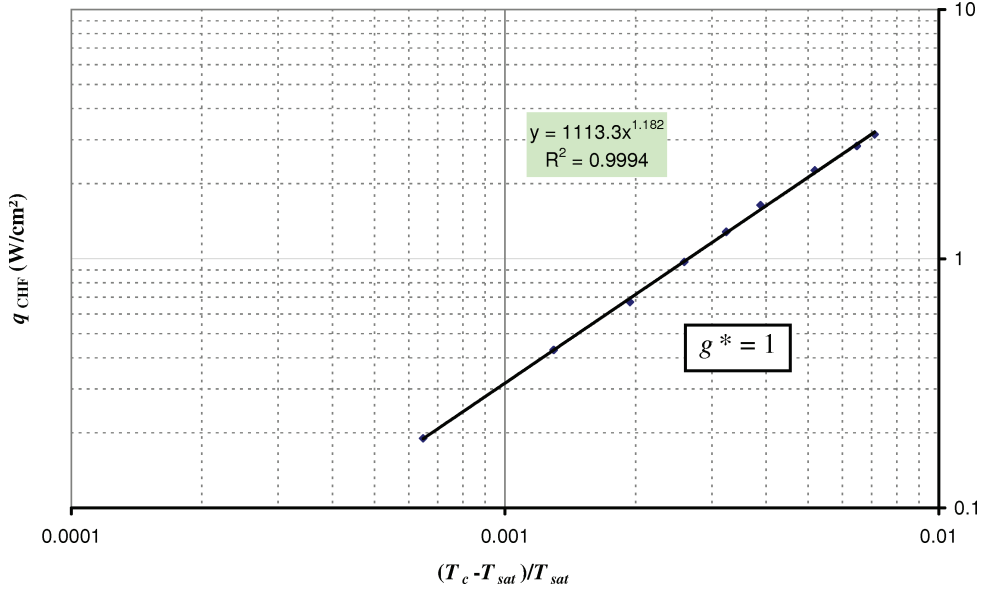


FIGURE 6.8 – Évolution du flux critique en fonction de la distance par rapport au point critique sous gravité terrestre.

effectuées dans l'hydrogène sous compensation magnétique [53]. Un exposant peu différent de 1,14 avait alors été trouvé.

6.3.2.3 Influence du champ magnétique sur le flux critique

Pour les expériences sous gravité réduite, l'effet du champ magnétique sur le flux critique doit être caractérisé. En effet, le champ magnétique est responsable de la présence d'instabilités ferromagnétiques qui peuvent être néfastes sur les expériences que l'on souhaite réaliser (voir section 1.2). Cette série d'expériences permet de déterminer si le champ magnétique est un paramètre sensible pour les campagnes de mesures.

La cellule est maintenue fermée et isotherme à 153 K. Un niveau de gravité résiduelle de 2 % est imposé au niveau de l'élément chauffant. Plusieurs couples (I, z) sont alors possibles. On trace l'évolution du flux critique en fonction du courant (figure 6.9). Le champ magnétique, bien que variant peu (+0,5 %), entraîne une modification importante du flux critique (−45 %), alors que le niveau de gravité résiduelle reste constant.

L'augmentation du champ magnétique entraîne la croissance de l'amplitude de l'instabilité de l'oxygène. Le champ de gravité résiduelle est par conséquent localement distordu au voisinage de l'interface en raison de l'instabilité. Cette distorsion semble entraîner une modification locale de la compensation magnétique qui est responsable de la diminution de la valeur du flux critique.

Dans la suite des expériences, il est important d'éliminer cette dépendance néfaste pour ne pas compromettre l'étude de l'influence du niveau de gravité résiduelle sur le flux critique. Pour y parvenir, le courant doit être maintenu constant afin que l'amplitude de l'instabilité reste identique. Par conséquent, l'altitude de la cellule sera le seul paramètre variable d'ajustement de la gravité résiduelle au niveau de l'élément chauffant.

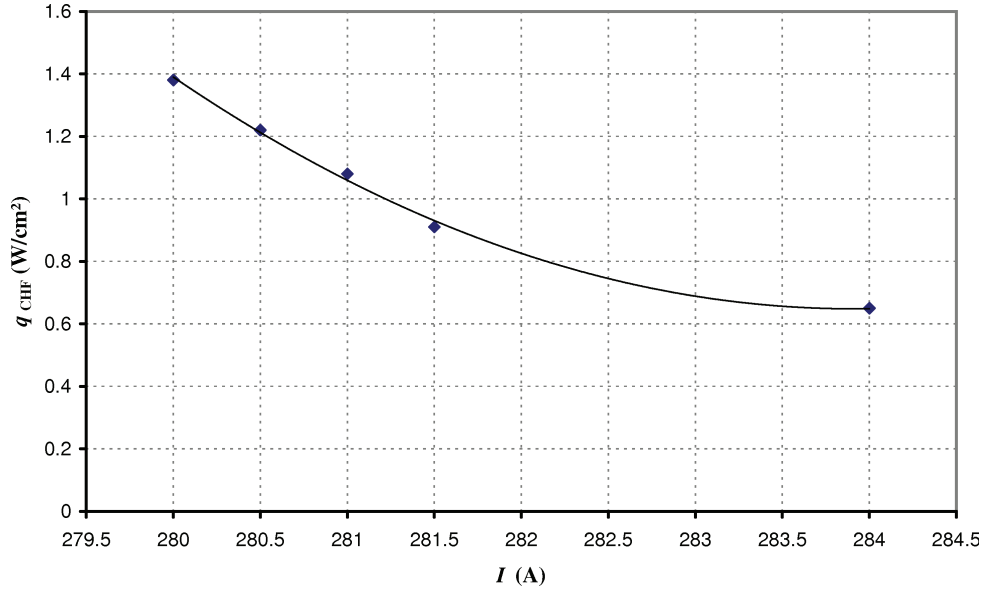


FIGURE 6.9 – Influence du champ magnétique sur le flux critique mesuré ($T_{sat} = 153$ K, $g^*/g = 2\%$).

6.3.2.4 Influence du niveau de gravité résiduelle sur le flux critique

La réalisation des expériences à densité non critique permet de placer l'élément chauffant à un niveau de gravité résiduelle inférieur à 0,04 g. En effet, en connaissant l'évolution du niveau de gravité résiduelle en fonction de l'altitude et de la température de la cellule, l'élément chauffant peut être placé à l'altitude convenable. La taille de la bulle étant plus petite, il est aisé d'atteindre des niveaux de gravité résiduelle plus faibles (soit 2 %, 1,5 % et 1 %).

En contrepartie, la plage de température de l'étude est réduite, puisque la taille de la bulle dépend fortement de la température. Pour balayer une plage de température plus grande, il faut donc réaliser les expériences selon différents remplissages.

Afin de supprimer l'impact du champ magnétique sur la valeur de la gravité résiduelle, chaque niveau de gravité est affecté à un seul courant (tableau 6.1). La variation de la température est compensée par la modification de l'altitude de la cellule pour conserver le même niveau de gravité résiduelle au niveau de l'élément chauffant.

g^*/g	I
-	A
1 %	282
1,5 %	281,5
2 %	281

TABLE 6.1 – Correspondance du niveau de gravité résiduelle avec le courant.

Les mesures sont effectuées pour trois remplissages différents, caractérisés par leur température de transition T_{cx} (figure 6.10). Les points expérimentaux sont regroupés par niveau de gravité résiduelle et une approximation sous la forme d'une fonction puissance est proposée. Les exposants ont certes des valeurs variables, mais ils semblent converger vers une valeur similaire.

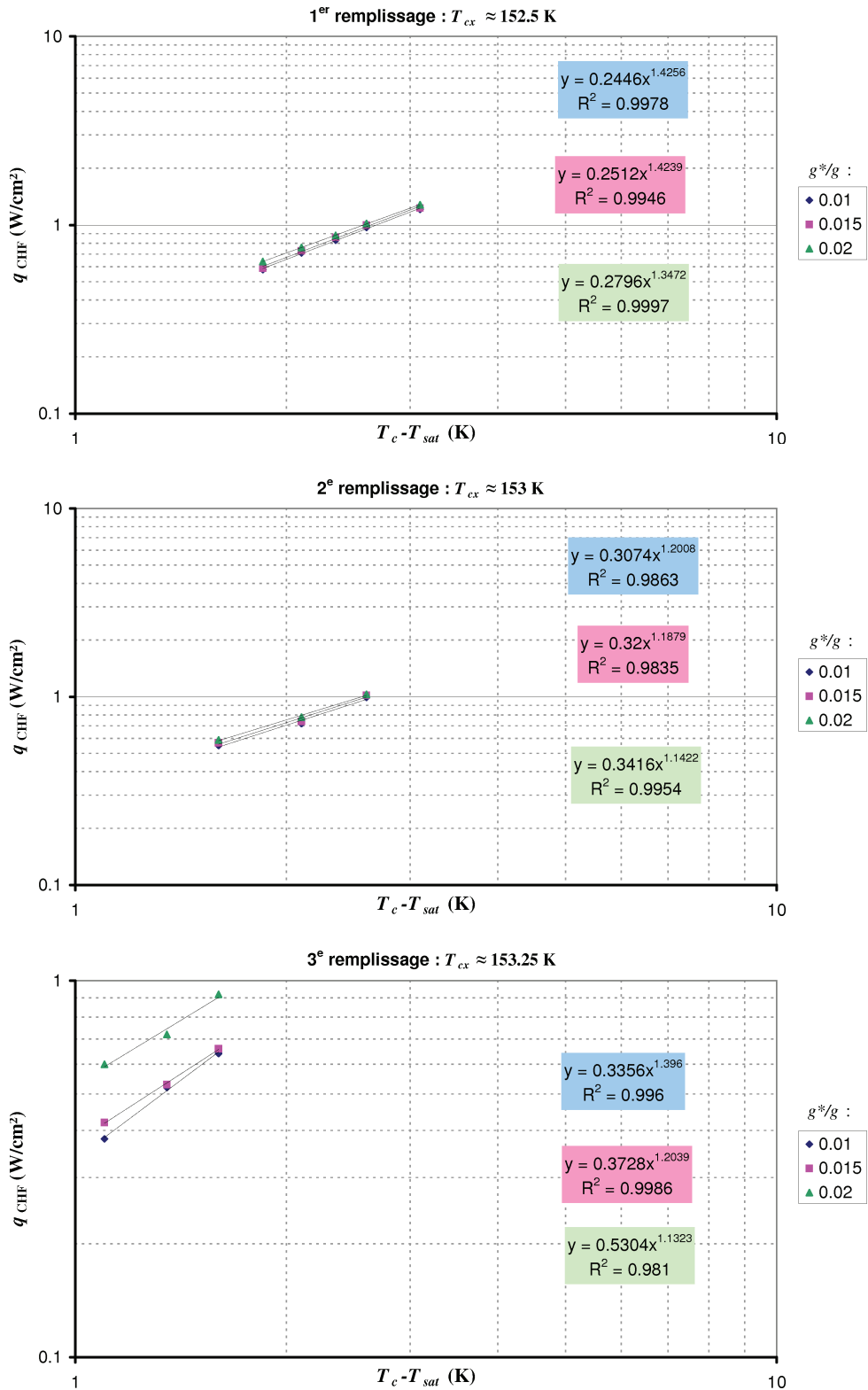


FIGURE 6.10 – Évolution du flux critique en fonction de la distance au point critique pour trois remplissages différents.

La représentation des résultats sur un unique graphe (figure 6.11) fait apparaître de manière plus explicite la corrélation suivie par les points expérimentaux.

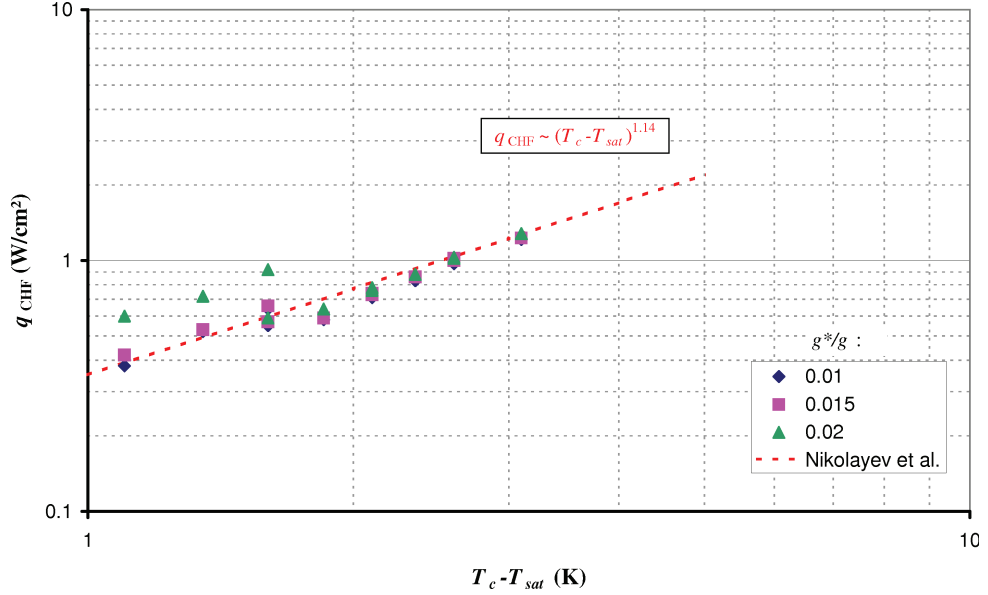


FIGURE 6.11 – Flux critique en fonction de la distance au point critique : synthèse des résultats. Les décalages sont liés aux différents remplissages de la cellule.

Par conséquent, l'évolution du flux critique en fonction de la distance au point critique est en bon accord avec une loi du type

$$q_{CHF} \sim (T_c - T)^{1,14} \quad (6.3)$$

Cette loi correspond au modèle décrit par Nikolayev *et al.* [26], qui base le déclenchement de la crise d'ébullition sur le recul de la vapeur. À titre de comparaison, les résultats précédemment obtenus pour l'étude du flux critique dans l'hydrogène sous compensation magnétique de la gravité [53] sont rappelés dans la figure 6.12. La pente de la courbe est aussi égale à 1,14.

6.3.3 Bilan

Les corrélations obtenues avec ou sans compensation magnétique, confortées par les observations, permettent de confirmer le mécanisme de recul de la vapeur qui intervient pendant la crise d'ébullition.

6.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'étude du flux critique près du point critique. La cellule d'essais utilisée à cette fin s'est révélée conforme au cahier des charges, puisque sa tenue mécanique et son étanchéité face aux fortes contraintes mécaniques liées à la pression (50 bar) ont été assurées, tout comme la réalisation de belles observations des phénomènes à travers les éléments en saphir (tube latéral et hublot chauffant).

Nous avons vu que la précision des résultats est liée à la taille de la bulle : plus elle est petite, meilleure est la précision. Pourtant, les conditions expérimentales rendent difficile la création

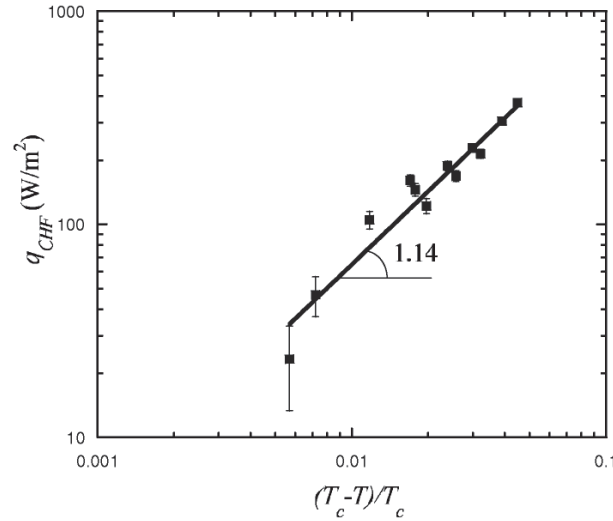


FIGURE 6.12 – Flux critique en fonction de la distance au point critique pour l'hydrogène obtenus dans HYLDE.

d'une petite bulle et l'étude s'est donc déroulée avec des bulles plus ou moins grosses. Comme dans le cas des expériences réalisées avec l'hydrogène (chapitre 4), l'utilisation d'une cellule plus compacte aurait facilité les manipulations. Mais la réalisation de tubes en saphir de diamètre plus faible, avec une qualité optique transparente et à un coût raisonnable est extrêmement difficile à réaliser par les sous-traitants. Cette option a donc été écartée au profit de la cellule actuelle.

Par ailleurs, l'effet de l'instabilité de Cowley-Rosensweig a été plus visible que dans les expériences décrites dans le chapitre précédent. La proximité du point critique a, en effet, réduit l'intensité des forces capillaires. Les bulles les plus grosses ont ainsi été étirées selon la direction verticale, mais n'ont pas subi de déformation oscillatoire. Cet étirement a été pris en compte dans la méthode de détermination du niveau de gravité résiduelle présentée au chapitre 3.

Par ailleurs, après s'être assurés de supprimer l'interaction des mesures avec le champ magnétique, les expériences d'étude du flux critique ont été menées, d'une part en l'absence de compensation et d'autre part sous gravité réduite.

Les résultats ont ainsi permis de valider le modèle de déclenchement de la crise d'ébullition basé sur le recul de la vapeur, non seulement par les mesures thermiques, mais aussi par l'observation des phénomènes à travers le hublot de l'élément chauffant.

Chapitre 7

Conclusion

7.1 Bilan sur la compensation magnétique

La compensation magnétique est un moyen efficace de mettre les fluides présentant des propriétés magnétiques en microgravité, sous réserve de maîtriser l'inhomogénéité du champ de compensation. En effet, la compensation magnétique exacte stable dans un solénoïde simple ne peut avoir lieu qu'en un point unique de l'espace. L'inhomogénéité du champ de compensation est due à la résultante des forces magnétiques résiduelles dont l'intensité augmente à mesure que l'on s'éloigne de ce point. En choisissant comme critère un certain niveau d'inhomogénéité, on peut donc définir, autour de ce point, des volumes à l'intérieur desquels l'inhomogénéité est inférieure à ce critère. Celui-ci permet ainsi de caractériser la qualité de la microgravité et de la comparer par rapport aux autres techniques (inertielles) de compensation de la gravité.

Les fluides magnétiques qui nous ont intéressés sont de deux types, paramagnétique ou diamagnétique, et leurs propriétés sous compensation magnétique diffèrent.

Les diamagnétiques, comme le dihydrogène, bénéficient d'une compensation insensible aux variations de température. La réalisation d'études thermiques ne pose donc a priori aucun problème. Cependant, la valeur négative de leur susceptibilité entraîne une instabilité radiale de l'ébullition : une bulle se dirige toujours vers la paroi. De plus, la faible susceptibilité ne permet pas de compenser la gravité dans des volumes excédant quelques millimètres cubes dans l'installation du CEA/SBT. La géométrie du champ de compensation peut être adaptée à la forme de la cellule en ajoutant un insert ferromagnétique dans le trou de champ de la bobine et en augmentant la valeur de l'induction.

Les paramagnétiques, comme le dioxygène, plus faciles à compenser grâce à la forte valeur de leur susceptibilité magnétique, autorisent la microgravité dans un volume beaucoup plus important qui peut atteindre plusieurs centimètres cubes dans l'installation du CEA/SBT. Le signe positif de la susceptibilité est favorable à la stabilité de l'ébullition (une bulle reste confinée au centre de la cellule), mais sa valeur importante est aussi à l'origine de l'apparition de l'instabilité de Cowley-Rosensweig faisant onduler l'interface d'une façon similaire à celle observée lorsqu'un ferrofluide est soumis à un champ magnétique. De plus, la susceptibilité dépend de la température et rend de fait les expériences thermiques délicates à mettre en œuvre : il faut donc faire en sorte que le gradient de température au sein du fluide soit le plus faible possible. De plus, l'ajout d'un insert ferromagnétique est déconseillé puisque le champ doit être augmenté en parallèle : la déformation de l'interface liée à l'instabilité de Cowley-Rosensweig augmente ainsi elle aussi.

Les études ont montré qu'en l'absence d'insert l'instabilité est quasi-inexistante pour les études à basse pression. En revanche, son effet a été plus perceptible près du point critique, mais n'a pas entraîné la création d'oscillations complexes de l'interface liquide-vapeur : son impact est donc réduit et peut être négligé, si certaines précautions sont prises (taille de bulle réduite, prise en compte de la géométrie déformée de la bulle).

Le tableau 7.1 récapitule de manière synthétique les propriétés énoncées ci-dessus.

Propriété	Hydrogène (H_2)	Oxygène (O_2)
magnétisme	diamagnétique	paramagnétique
volume compensé à 1 % (théorique)	1,8 mm ³	0,9 cm ³
sphère compensée à 1 % (pratique)	1,8 mm ³	0,5 cm ³
ébullition	partiellement stable	stable
ajout d'un insert	oui	non-recommandé
instabilité de Cowley-Rosensweig	non	oui

TABLE 7.1 – Comparaison de la compensation magnétique avec l'oxygène et l'hydrogène.

Ces éléments montrent que la compensation magnétique n'est pas exempte de défauts. Mais en identifiant clairement ceux-ci, il a été possible de les contourner pour réaliser les études de transferts de chaleur.

7.2 Bilan sur l'étude thermohydraulique

L'étude thermohydraulique s'est articulée autour du thème de la microgravité. Deux recherches originales utilisant la compensation magnétique ont été proposées.

La première a concerné le déplacement d'une bulle d'hydrogène en microgravité par l'application d'un gradient de température. L'étude s'est déroulée à l'aide de l'installation HYLDE. Elle a permis de montrer que l'application d'un gradient thermique sous compensation magnétique de la gravité entraînait à temps court un déplacement de la bulle par un effet d'évaporation-condensation. Le déplacement, observé et confirmé par la simulation numérique, est gouverné par le changement de pression imposé par la mise en place du gradient thermique (effet piston). Des gradients thermiques, dus au relachement des chaleurs latentes d'évaporation et de condensation, se forment à l'interface de la bulle. Cependant, cette dernière finit par s'arrêter, en raison de l'inhomogénéité du champ de gravité résiduelle qui fait apparaître une force qui s'oppose au déplacement de la bulle, rendant ainsi inobservable un déplacement constant sous gradient de température établi.

La seconde recherche a présenté l'étude du flux critique dans l'oxygène à pression atmosphérique d'une part, puis près du point critique d'autre part. Elle a visé à apporter des avancées sur la compréhension du déclenchement de la crise d'ébullition, en mettant en évidence les phénomènes qui le gouvernent. En effet, une alternative au modèle théorique de Zuber (basé sur la déstabilisation de colonnes de vapeur) a été proposée par le passé. Cette approche originale est fondée sur le phénomène de recul de la vapeur. L'objectif de l'étude a été de prouver que le nouveau modèle s'applique effectivement.

Dans un premier temps, les expériences menées relatives à l'ébullition à pression atmosphérique ont permis de valider le concept de l'installation OLGA. Les résultats obtenus aussi bien sur le comportement de l'ébullition nucléée ou sur celui du flux critique en fonction du niveau de gravité résiduelle ont été conformes aux résultats de la littérature. Les valeurs du flux critique rencontrées

étant importantes, la compensation magnétique a été gênée en raison de la dépendance thermique de la susceptibilité magnétique de l'oxygène (paramagnétique), ce qui a entraîné la perturbation de l'ébullition.

Les expériences ont alors été poursuivies près du point critique. En effet, la violence et la rapidité des phénomènes ont été réduites en approchant du point critique, tout comme les flux de chaleur mis en jeu. Il s'agissait également du seul moyen de départager les deux modèles de déclenchement de la crise d'ébullition en concurrence. Les expériences ont donc nécessité la mise au point d'une cellule expérimentale originale permettant l'observation des phénomènes à travers l'élément chauffant. Il a fallu également réussir un véritable tour de force pour que la cellule conserve sa tenue mécanique et son étanchéité face à la pression critique importante de l'oxygène (50 bar).

Le succès de ces études a ainsi permis de confirmer que le phénomène de recul de la vapeur est bien celui qui gouverne le déclenchement de la crise d'ébullition.

7.3 Bilan sur les variations rapides de gravité

Les deux solénoïdes qui équipent la station de compensation de la gravité dans l'oxygène (OLGA) ont permis de réaliser des expériences de variation rapide d'accélération au sein de l'oxygène, afin de reproduire les effets liés à la variation de poussée des moteurs-fusées en orbite.

La configuration géométrique des solénoïdes entraîne un couplage électromagnétique très important lorsqu'elles sont alimentées en même temps. Ce couplage est particulièrement actif lorsqu'une des bobines est soumise à une décharge rapide volontaire, qui est le moyen expérimental pour réaliser une variation rapide d'accélération.

Une nouvelle alimentation électrique a donc été mise au point afin de contrôler la variation de courant dans la bobine externe entraînée par ce couplage lorsque le circuit électrique de la bobine interne est brusquement ouvert. Elle impose une tension opposée à celle créée par le couplage, ce qui permet de maintenir constant le courant de la bobine externe pendant la décharge.

Ce montage permet donc de réaliser un saut de niveau d'accélération. La relaxation du premier ordre qui caractérise cette variation a un temps de réponse de 340 ms, similaire au temps de variation de la poussée des moteurs-fusées.

Les valeurs de courant imposable dans l'installation OLGA permettent de reproduire des augmentations ou des réductions d'accélération dont l'amplitude maximale est récapitulée dans le tableau 7.2. Des amplitudes de variation d'accélération inférieure sont tout à fait paramétrables.

Transition reproduite	État initial	État final
Arrêt du moteur-fusée	-0,5 g	0 g
Redémarrage du moteur-fusée	0 g	0,4 g

TABLE 7.2 – Amplitude maximale du niveau de gravité résiduelle dans l'oxygène pendant les transitions.

Les résultats obtenus, bien que préliminaires, ont permis de valider le fonctionnement de l'installation et sont très encourageants pour la poursuite des études.

7.4 Perspectives

La compensation magnétique de la gravité est un outil dont l'efficacité pour réaliser des études sur les fluides en microgravité est réelle, aussi bien du point de vue instrumental, que des capacités d'observation et d'enregistrement des phénomènes.

La microgravité obtenue par compensation inertielle de la gravité lors des expériences en vol (air et espace) reste cependant nécessaire pour bénéficier d'une compensation de la gravité efficace dans un grand volume. Il faut donc envisager la compensation magnétique non pas comme un moyen de substitution, mais comme un outil complémentaire de la compensation inertielle permettant de réaliser les expériences au sol, à un coût moindre. Elle est également un outil précieux pour réaliser les expériences nécessaires à la qualification des installations expérimentales devant être envoyées dans l'espace.

Aujourd'hui, deux possibilités s'offrent aux utilisateurs pour poursuivre les recherches dans le domaine :

- la réutilisation des installations existantes (HYLDE et OLGA) ;
- la mise au point d'une nouvelle installation optimisée en vue de réduire les défauts propres à la compensation magnétique.

Les installations actuelles (HYLDE et OLGA) offre l'avantage de bénéficier d'un retour d'expérience significatif et d'un savoir-faire sur l'utilisation de ces machines acquis depuis plusieurs années. La maintenance et l'optimisation des installations ont rendu leur fonctionnement plus simple et plus efficace (en terme de temps effectif d'utilisation).

Par ailleurs, la validation de la variation rapide de la gravité dans l'installation OLGA a ouvert un nouveau domaine d'étude. Les effets du ballottement des ergols peuvent à présent être étudiés au sol, de manière isotherme dans un premier temps, puis en ajoutant des transferts de chaleur afin de refléter les phénomènes réels.

Enfin, la mise au point d'une nouvelle machine, basée sur une étude par simulation numérique magnétique [41], permettrait de ne conserver que les avantages des installations existantes, tout en éliminant les principaux défauts. Elle serait dotée des matériaux supraconducteurs les plus performants afin de bénéficier de l'induction la plus forte possible, mais dont la valeur pourrait être modifiée en fonction des besoins. Ainsi, avec un ensemble de solénoïdes calculés et conçus spécifiquement, il serait possible de compenser la gravité en plus de deux points de l'espace : le long de l'axe de symétrie de l'ensemble, ou dans le plan de symétrie horizontal des solénoïdes [40]. Le concept de l'installation donne la possibilité de recréer différentes configurations magnétiques au sein d'une installation unique [41] : l'architecture de la machine serait optimisée afin d'obtenir le plus grand volume compensable, dont la forme pourrait être aisément modifiable en fonction du dispositif expérimental qui serait inséré.

De plus, il existe un procédé permettant de supprimer les défauts de la compensation magnétique pour un fluide diamagnétique. Il faut pour cela mettre en rotation le dispositif de compensation magnétique. L'addition de la force centrifuge ($\sim r$) aux forces en présence ($\sim r$) permet d'augmenter de manière drastique l'homogénéité de compensation dans un volume donné [39].

Ces solutions d'amélioration restent pour l'instant théoriques et n'ont pas encore fait l'objet d'un développement réel.

Au-delà des deux fluides qui ont été présentés dans ce travail, n'importe quelle substance magnétique pourrait être utilisée du fait de l'induction importante. La compensation magnétique de l'eau avec cet appareil permettrait, par exemple, aux collègues des sciences de la vie de compléter les études liées à la mise en microgravité des êtres vivants.

Le tableau 7.3 rend compte des possibilités d'une telle machine en fonction des matériaux supraconducteurs les plus répandus. Malgré des propriétés magnétiques plus intéressantes, le Nb-Sn (niobium-étain) est beaucoup plus cher et plus difficile à mettre en œuvre que le Nb-Ti (niobium-titane).

Matériau	Induction	Oxygène ($8 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$)	Hydrogène ($-1000 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$)	Eau ($-2700 \text{ T}^2 \cdot \text{m}^{-1}$)
Nb-Ti à 1,8 K	12 T	1 L à 0,1 %	0,8 cm ³ à 1 %	5 cm ³ à 5 %
Nb-Sn à 1,8 K	20 T	1 L à 0,04 %	17 cm ³ à 1 %	7 cm ³ à 2 %

TABLE 7.3 – Volumes maximum et inhomogénéités possibles pour la nouvelle installation en fonction du matériau supraconducteur choisi.

La réalisation d'expériences en microgravité obtenue par la compensation magnétique semble donc promise à un bel avenir et ce travail est une contribution à son utilisation raisonnée.

Bibliographie

- [1] V. Basile, G. Romano, F. Fusi, and M. Monici. Can photomechanical stress counteract the effect of microgravity on the cells producing ecm? In *ELGRA Biennial Symposium – Florence*, 2007.
- [2] V. Baumbach, E.J. Hopfinger, and A. Cartellier. The transient behaviour of a large bubble in a vertical tube. *Journal of Fluid Mechanics*, 524 :131–142, 2005.
- [3] E. Beaugnon and R. Tournier. Levitation of water and organic substances in high static magnetic fields. *J. Phys. III France*, 1 (8) :1423–1428, 1991.
- [4] M. Benini, D. Communal, and D. Couvert. *Régulateur R.N.B.T. 1.4 – Notice Utilisateur*. note SBT/CT/92-45, 12/06 1992.
- [5] D. Beysens, D. Chatain, P. Evesque, and Y. Garrabos. Dynamics of phase transition in H_2 under high frequency vibrations. *Microgravity Sci. Technol.*, 16 (1-4) :274–279, 2005.
- [6] D. Beysens, Y. Garrabos, V.S. Nikolayev, C. Lecoutre-Chabot, J.-P. Delville, and J. Hegseth. Liquid-vapor phase separation in a thermocapillary force field. *Europhysics Letters*, 59 :245–251, 2002.
- [7] D. Beysens, V. Nikolayev, and Y. Garrabos. Vapour spreading and the boiling crisis. *Journal of physics : condensed matter*, 15 :435–442, 2003.
- [8] F. Borgnolutti. Rapport de stage ingénieur. Master’s thesis, ENSEM-INPL, 2006.
- [9] C. Brennen. *Fundamentals of Multiphase Flow*. Cambridge University Press, 2005.
- [10] E.G Brentari, P.J. Giarratano, and R.V Smith. Boiling heat transfer for oxygen, nitrogen, hydrogen and helium. Technical report, NBS Technical Note 317, 1965.
- [11] A. Bui, B. Hébral, F. Kircher, Y. Laumond, M. Locatelli, and J. Verdier. Cryogénie : propriétés physiques aux basses températures. In *Techniques de l’ingénieur*. Techniques de l’ingénieur, 1993.
- [12] A. T. Catherall, P. Lopez-Alcaraz, K. A. Benedict, P. J. King, and L. Eaves. Cryogenically enhanced magneto-archimedes levitation. *New Journal of Physics*, 7 :118, 2005.
- [13] A.T. Catherall, K.A. Benedict, P.J. King, and L. Eaves. Surface instabilities on liquid oxygen in an inhomogeneous magnetic field. *Phys. Rev. E*, 68 (3) :037302, 2003.
- [14] A.T. Catherall, L. Eaves, P.J. King, and S.R. Booth. Floating gold in cryogenic oxygen. *Nature*, 422 :579, 2003.
- [15] D. Chatain, D. Beysens, K. Madet, V. Nikolayev, and A. Mailfert. Study of fluid behaviour under gravity compensated by a magnetic field. *Microgravity Sci. Technol.*, 18 (3-4) :196–199, 2006.

-
- [16] D. Chatain and V.S. Nikolayev. Using magnetic levitation to produce cryogenic targets for inertial fusion energy : experiment and theory. *Cryogenics*, 42 (3-4) :253–261, 2002.
 - [17] M. Cogoli-Greuter and A. Cogoli. Spaceflight affects immune cells. In *ELGRA Biennial Symposium – Florence*, 2007.
 - [18] M.D. Cowley and R.E. Rosensweig. The interfacial stability of a ferromagnetic fluid. *J. Fluid Mech.*, 30 (4) :671–688, 1967.
 - [19] E. du Trémolet de Lacheisserie. *Magnétisme (tome 1) - Fondements*. EDP Sciences Editions, 2000.
 - [20] E. du Trémolet de Lacheisserie. *Magnétisme (tome 2) - Matériaux et Applications*. EDP Sciences Editions, 2000.
 - [21] C. Eigenbrod. European microgravity combustion science, from drop towers to the space station. Technical report, Center of Applied Space Technology and Microgravity ZARM, University of Bremen, Germany, 1999.
 - [22] H. El-Rabii, A. Fuentes, and P. Joulain. Caractérisation tridimensionnelle de la concentration des suies dans une flamme de diffusion représentative d'un incendie en micropesanteur. application au phénomène d'extinction. In *GDR Micropesanteur Fondamentale et Appliquée – Fréjus*, 2006.
 - [23] R.C. Entenmann. *LR-700 AC resistance bridge – user manual*. Linear Research Inc., 1996.
 - [24] G. Foëx. Constantes sélectionnées – diamagnétisme et paramagnétisme. In *Tables de constantes et données numériques*. Masson & Cie, 1957.
 - [25] Y. Garrabos, M. Bonetti, D. Beysens, F. Perrot, T. Fröhlich, P. Carlès, and B. Zappoli. Relaxation of a supercritical fluid after a heat pulse in the absence of gravity effects : Theory and experiments. *Phys. Rev. E*, 57(5) :5665–5681, May 1998.
 - [26] Y. Garrabos, C. Lecoutre-Chabot, J. Hegseth, V.S. Nikolayev, D. Beysens, and J.-P. Delville. Gas spreading on a heated wall wetted by liquid. *Physical Review E*, 64 (5) :051602, 2001.
 - [27] W. Grabner and C. Bukovics. Apparatus for the measurement of the magnetic susceptibility of oxygen in the critical region. *J. Phys. E : Sci. Instrum.*, 14 :100–104, 1981.
 - [28] A. J. Hanford. Advanced life support baseline values and assumptions document. Technical report, NASA, 2004.
 - [29] J. Hegseth, A. Oprisan, Y. Garrabos, V.S. Nikolayev, C. Lecoutre-Chabot, and D. Beysens. Wetting film dynamics during evaporation under weightlessness in a near-critical fluid. *Physical Review E*, 72 (3) :031602, 2005.
 - [30] Eckels Engineering Inc. Logiciel cryocomp version 3.06, 1997.
 - [31] J. Kim. Review of reduced gravity boiling heat transfer : Us research. *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, 20 :264–271, 2003.
 - [32] Y.A. Kirichenko, G.M. Gladchenko, and K.V. Rusanov. Nucleate boiling of oxygen under reduced gravity. *Heat transfer-Soviet Research*, 17 (2) :90–95, 1985.
 - [33] S.S. Kutateladze. On the transition to film boiling under natural convection. *Kotloturbostroenie*, 3 :10–12, 1948.
 - [34] M. Lallemand. Transferts en changement de phase – ébullition libre. In *Techniques de l'ingénieur*. Techniques de l'ingénieur, 2005.
 - [35] L. Landau and E. Lifchitz. *Electrodynamique des milieux continus - Physique Théorique (tome VIII)*. Éditions Mir, 1969.

-
- [36] L. Lechevallier, J.-M. Le Breton, P. Tenaud, A. Morel, and S. Brassard. Aimants permanents – applications et perspectives. In *Techniques de l'ingénieur*. Techniques de l'ingénieur, 2007.
- [37] H. S. Lee, H. Merte, and F. Chiaramonte. Pool boiling phenomena in microgravity. In *Proceedings of 11th Int. Heat Transfer Conf.*, volume 2, pages 395–399, 1998.
- [38] D.R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. CRC Press, 2000.
- [39] C. Lorin and A. Mailfert. Magnetic compensation of gravity and centrifugal forces. *Microgravity Sci. Technol.*, 21 :123–127, 2008.
- [40] C. Lorin and A. Mailfert. Magnetic compensation of the gravity by using superconducting axisymmetric coils : spherical harmonics method. *Journal of Physics : Conferences Series*, 97 :012199, 2008.
- [41] C. Lorin, A. Mailfert, and D. Chatain. Design of a large oxygen magnetic levitation facility. *Microgravity Sci. Technol.*, 22 (1) :71–77, 2010.
- [42] C. Lorin, A. Mailfert, D. Chatain, H. Félice, and D. Beysens. Magnetogravitational potential revealed near a liquid-vapor critical point. *J. Appl. Phys.*, 106 :033905, 2009.
- [43] C.T. Lynch. *Handbook of material science (volume 1)*, volume 1. CRC Press, 1974.
- [44] D.N. Lyon, M.C. Jones, G.L. Ritter, C.I. Chiladakis, and P.G. Kosky. Peak nucleate boiling fluxes for liquid oxygen on a flat horizontal platinum surface at buoyancies corresponding to accelerations between -0.03 and 1ge. *AIChE J.*, 11(5) :773–780, 1965.
- [45] P. Di Marco. Review of reduced gravity boiling heat transfer : European research. *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, 20 :252–262, 2003.
- [46] H. Merte and J.A. Clark. Boiling heat transfer with cryogenic fluids at standard, fractionnal and near-zero gravity. Technical report, University of Michigan, 1963.
- [47] L. Mok and K. Kim. Motion of a gas bubble inside a spherical liquid container with a vertical temperature gradient. *Journal of Fluid Mechanics*, 176 :521–531, 1987.
- [48] M.R. Moldover. Interfacial tension of fluids near critical points and two-scale-factor universality. *Phys. Rev. A*, 31 (2) :1022–1033, 1985.
- [49] V.S. Nikolayev, D. Beysens, G.-L. Lagier, and J. Hegseth. Growth of a dry spot under a vapour bubble at high heat flux and high pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44 (18) :3499–3511, 2001.
- [50] V.S. Nikolayev and D.A. Beysens. Boiling crisis and non-equilibrium drying transition. *Europhysics Letters*, 47 :345–351, 1999.
- [51] V.S. Nikolayev and D.A. Beysens. 2d bem modeling of a singular thermal diffusion free boundary problem with phase change. In *Boundary elements XXIV*, 2002.
- [52] V.S. Nikolayev, D. Chatain, D. Beysens, and G.Pichavant. Magnetic gravity compensation. *Microgravity Sci. Technol.*, 23 (2) :113–122, 2011.
- [53] V.S. Nikolayev, D. Chatain, Y. Garrabos, and D. Beysens. Experimental evidence of the vapor recoil mechanism in the boiling crisis. *Physical Review Letters*, 97 (18) :184503, 2006.
- [54] NIST. Propriétés thermophysiques des systèmes fluides – <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid>, 2010.
- [55] S. Nukiyama. The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *J. Japan Soc. Mech. Eng.*, 37 :367–374, 1934.
- [56] H. Ohta. Review of reduced gravity boiling heat transfer : Japanese research. *J. Jpn. Soc. Microgravity Appl.*, 20 :272–285, 2003.

-
- [57] A. Onuki. Dynamic van der waals theory of two-phase fluids in heat flow. *Physical Review Letters*, 94 (5) :054501, 2005.
 - [58] A. Onuki. Dynamic van der waals theory. *Physical Review E*, 75 :036304, 2007.
 - [59] H.J. Palmer. The hydrodynamic stability of rapidly evaporating liquids at reduced pressure. *Journal of Fluid Mechanics*, 75 (3) :487–511, 1976.
 - [60] G. Perbal. From roots to gravi-1 : Twenty five years for understanding how plants sense gravity. In *ELGRA Biennial Symposium – Florence*, 2007.
 - [61] G. Pichavant, D. Beysens, D. Chatain, D. Communal, C. Lorin, and A. Mailfert. Using superconducting magnet to reproduce quick variations of gravity in liquid oxygen. *Microgravity Sci. Technol.*, 23 (2) :129–133, 2011.
 - [62] G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev, and D. Beysens. Magnetic compensation of gravity : Experiments with oxygen. *Microgravity Science and Technology*, 21 (1-2) :129–133, 2009.
 - [63] D.M. Qiu, V.K. Dhir, D. Chao, M. M. Hasan, E. Neumann, G. Yee, and A. Birchenough. Single-bubble dynamics during pool boiling under low gravity conditions. *J. Thermophysics and Heat Transfer*, 16 (3) :336–345, 2002.
 - [64] L. Quettier, H. Félice, A. Mailfert, D. Chatain, and D. Beysens. Magnetic compensation of gravity forces in liquid/gas mixtures : surpassing intrinsic limitations of a superconducting magnet by using ferromagnetic inserts. *The European Physical Journal Applied Physics*, 32 :167–175, 2005.
 - [65] I. Rongier. Transport spatial en europe : enjeux et perspectives. In *Journées CNES Jeunes Chercheurs – Toulouse*, 2008.
 - [66] B. Rousset, D. Chatain, D. Beysens, and B. Jager. Two-phase visualization at cryogenic temperature. *Cryogenics*, 41 (5-6) :443–451, 2001.
 - [67] Masahiro Shoji and Yuto Takagi. Bubbling features from a single artificial cavity. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(14) :2763 – 2776, 2001.
 - [68] R. Siegel and J.R. Howell. Critical heat flux for saturated pool boiling from horizontal and vertical wires in reduced gravity. Technical report, NASA – Lewis Research Center, Cleveland, 1965.
 - [69] J. Straub. Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity. *Advances in heat transfer*, 35 :57–172, 2001.
 - [70] M. Takeda and K. Nishigaki. Deformation of the liquid oxygen meniscus induced by magnetic field. *J. Phys. Soc. Japan*, 63 (4) :1345–1350, 1994.
 - [71] T.G. Theofanous, J.P. Tu, A.T. Dinh, and T.N. Dinh. The boiling crisis phenomenon : Part i : nucleation and nucleate boiling heat transfer. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 26 (6-7) :775–792, 2002.
 - [72] B.I. Verkin and Y.A. Kirichenko. Heat transfer under reduced gravity conditions. *Acta Astronautica*, 3 :471–480, 1976.
 - [73] J. Vernikos. Drugs in space. In *ELGRA Biennial Symposium – Florence*, 2007.
 - [74] S.-X. Wan and J.-F. Zhao. Pool boiling in microgravity : Recent results and perspectives for the project depa-sj10. *Microgravity Sci. Technol.*, 20 :219–224, 2008.
 - [75] C. Weiss, N. Bergeon, N. Mangelinck-Noël, and B. Billia. Solidification dirigée d’alliages transparents massifs : caractérisation in situ en temps réel de la formation et de l’évolution de la microstructure interfaciale. In *GDR Micropesanteur Fondamentale et Appliquée – Fréjus*, 2006.

-
- [76] R. Wunenburger, D. Chatain, Y. Garrabos, and D. Beysens. Magnetic compensation of gravity forces in (p-) hydrogen near its critical point : Application to weightless conditions. *Physical Review E (Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics)*, 62 (1) :469–476, 2000.
- [77] N. Zuber. On the stability of boiling heat transfer. *Trans. ASME J. Heat Transfer*, 8 :711–720, 1958.

Table des figures

1.1	Tour à chute libre de Brême (Allemagne) ©ZARM	13
1.2	Airbus A300 0g ©Novespace	13
1.3	Fusée sonde Maxus 7 ©ESA/SSC	14
1.4	Ariane 5 ECA ©CNES-ESA-Arianespace	15
1.5	La navette spatiale Endeavour et la station spatiale internationale ©NASA . . .	16
1.6	Valeurs de la compensation exacte de la gravité G_0 pour différentes substances. .	22
1.7	Induction magnétique B_z et compensation G_z sur l'axe.	25
1.8	Valeur de $G_z(0, z)$ sur l'axe en fonction de l'altitude z et du courant ($I_1 < I_2 < I_3$). .	26
1.9	Stabilité de la compensation magnétique pour les paramagnétiques. Seul le point A est stable (pour une bulle de vapeur).	27
1.10	Tracé de la valeur de $G_r(r, z_0)$ en fonction de r pour l'oxygène.	29
1.11	Stabilité de la compensation magnétique pour les diamagnétiques. Seul le point C est stable (pour une bulle de vapeur).	29
1.12	Stabilité de la compensation magnétique pour les expériences d'ébullition: cas de l'hydrogène (à gauche) et de l'oxygène (à droite).	31
1.13	Schéma de l'insert placé dans le trou de champ de la bobine.	33
1.14	Inhomogénéité du champ de compensation pour la bobine seule ($I_0 = 239,25$ A; $z_0 = -243,2$ mm).	34
1.15	Inhomogénéité du champ de compensation pour la bobine et l'insert ($I_0 = 271,4$ A; $z_0 = -149$ mm).	34
1.16	Inhomogénéité axiale du champ de compensation pour la bobine, l'insert et la cellule ($I_0 = 271,4$ A; $z_0 = -149$ mm).	35
1.17	Observation latérale de l'instabilité de Cowley-Rosensweig loin du point critique ($T_{sat} = 90,1$ K soit $T_c - T_{sat} = 64,4$ K) en microgravité. La forme de la bulle varie en fonction du remplissage, mais reste quasi-sphérique en raison de la prédominance de la force capillaire.	37
1.18	Observation latérale de l'instabilité de Cowley-Rosensweig près du point critique en microgravité ((a): $T_c - T_{sat} = 2,2$ K; (b): $T_c - T_{sat} = 1,6$ K). La forme de la bulle devient ellipsoïde car la longueur d'onde (λ) de l'instabilité est supérieure à la taille de la cellule. Les vis de renfort de la cellule sont visibles.	37

1.19	Effet de l'insert ferromagnétique sur l'instabilité de Cowley-Rosensweig près du point critique ((a): $T_c - T_{sat} = 0,9$ K; (b): $T_c - T_{sat} = 0,1$ K). Les vis de renfort de la cellule sont visibles.	38
1.20	Diagramme de phase d'un fluide.	39
1.21	Diagramme P - V d'un fluide ($V_m = \rho^{-1}$).	40
1.22	Diagramme P - T d'un fluide – Courbe de saturation.	41
1.23	Mouvement apparent de la bulle.	42
1.24	Montages expérimentaux: plaque plane (à gauche), fil chaud (à droite). Le liquide est repérée par L , la vapeur par V . T_{sat} indique la température de saturation du fluide, T_P la température de la paroi, et q la densité de flux de chaleur imposé.	44
1.25	Courbe de Nukiyama.	45
1.26	Ébullition nucléée.	46
1.27	Ébullition en film.	47
1.28	Courbes de Nukiyama empiriques dans l'oxygène.	48
1.29	Schéma d'un site de nucléation.	48
1.30	Mécanisme de l'ébullition nucléée.	49
1.31	Conséquence du flux critique sur les tubes porte-crayon dans un réacteur de centrale nucléaire.	51
1.32	Colonnes de Zuber.	51
1.33	Ligne triple de la bulle.	52
2.1	Schéma global d'une installation de lévitation magnétique.	59
2.2	Schéma de la double paroi du cryostat.	61
2.3	Caméra haute résolution et optique (200 mm avec doubleur de focale) montées sur l'endoscope de vision.	66
2.4	Ordinateur d'acquisition numérique associé à la caméra numérique haute résolution.	67
2.5	Caméra rapide et son optique (400 mm) montées sur l'endoscope de vision.	67
2.6	Schéma d'une cellule expérimentale type.	69
2.7	Photographie de l'installation HYLDE.	70
2.8	Schéma du dispositif cryogénique du type « Bain Roubeau ».	71
2.9	Photographie de la bobine de HYLDE.	72
2.10	HYLDE: Champ magnétique axial (à gauche) et compensation axiale (à droite).	73
2.11	HYLDE: correspondance volume – niveau de gravité résiduelle.	74
2.12	Photo et schéma de la cellule.	75
2.13	HYLDE: Champ d'induction magnétique (à gauche) et champ de gravité résiduelle (à droite) dans la cellule.	75
2.14	Observation de la bulle d'hydrogène.	77
2.15	Photographie (à gauche) et schéma en coupe (à droite) de l'installation OLGA.	78
2.16	Photographie de la salle de supervision.	79

2.17	Photographie des bobines d'OLGA (vue d'ensemble et détail).	80
2.18	OLGA: Champ magnétique axial $B_z(T)$ (à gauche) et compensation axiale $G_z(T^2 \cdot m^{-1})$ (à droite).	81
2.19	OLGA: correspondance volume – niveau de gravité résiduelle ($z_0 = -243,2 \text{ mm}$).	82
2.20	Platine de l'anticryostat: vue de dessus (à gauche) et vue de dessous (à droite).	83
2.21	Détails de la partie supérieure des endoscopes: endoscope de vision (à gauche) et endoscope d'éclairage (à droite).	84
2.22	Schéma de la cellule pour l'étude de l'oxygène à basse pression.	85
2.23	Cellule à basse pression de longueur 50 mm (à gauche) et 100 mm (à droite).	85
2.24	Bride basse de la cellule: avant dorure (à gauche) et après dorure (à droite).	86
2.25	OLGA: Champ d'induction magnétique (à gauche) et champ de gravité résiduelle (à droite) dans la cellule 50 mm.	87
2.26	OLGA: Champ d'induction magnétique (à gauche) et champ de gravité résiduelle (à droite) dans la cellule 100 mm.	87
2.27	Images de la cellule par observation par transmission: vue droite d'une bulle en suspension dans le liquide (à gauche); vue en plongée d'une bulle placée sur l'élément chauffant (à droite).	88
2.28	Cellule 50 bar installée entre les endoscopes.	89
2.29	Détail des pièces mécaniques pour l'assemblage de la partie basse de la cellule.	90
2.30	Détail de la partie basse de la cellule après assemblage vue de l'extérieur.	90
2.31	Fluage de l'indium vu de l'intérieur de la cellule: avant ébavurage (à gauche) et après ébavurage (à droite).	91
2.32	À gauche: vanne thermique de la cellule équipée d'un thermomètre, d'une résistance chauffante et de la tresse assurant la fermeture de la vanne; à droite: emplacement de l'extrémité opposée de la tresse sur le bas de l'anticryostat.	92
2.33	Dépôt résistif doté de ses amenées de courant et du thermomètre.	92
2.34	Schéma de l'emplacement des thermomètres sur la cellule haute pression.	93
2.35	Schéma de principe de l'observation à travers l'élément chauffant.	94
2.36	Photographies des miroirs permettant l'observation à travers l'élément chauffant.	95
2.37	Images de la cellule par observation depuis le côté (à gauche) et par le dessous (à droite).	95
3.1	OLGA : correspondance volume – niveau de gravité résiduelle avec insert ($z_0 = -155 \text{ mm}$).	102
3.2	Système de déplacement mécanique pour la mesure du champ magnétique.	103
3.3	Détail de la coupole en aluminium sur laquelle les sondes de mesure sont installées.	104
3.4	Symétrie du champ magnétique sans insert ($I_e = 235 \text{ A}$). Chaque série est repérée par l'altitude z (en mm) indiquée en légende.	107
3.5	Reproductivité des mesures sans insert ($I_e = 235 \text{ A}$).	107

3.6	Induction magnétique et compensation à $I_e = 235$ A sans insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.	108
3.7	Induction magnétique et compensation à $I_e = 245$ A sans insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.	108
3.8	Symétrie du champ magnétique avec insert ($I_e = 275$ A). Chaque série est repérée par l'altitude z (en mm) indiquée en légende.	109
3.9	Reproductivité des mesures avec insert ($I_e = 275$ A).	110
3.10	Induction magnétique et compensation à $I_e = 275$ A avec insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.	110
3.11	Induction magnétique et compensation à $I_e = 290$ A avec insert. Comparaison entre les mesures expérimentales et la simulation numérique pour différentes valeurs du nombre de tours de la bobine externe.	111
3.12	Effet de la modification du courant ($I_1 < I_2 < I_3$) sur la compensation (détail de la figure 1.8).	113
3.13	Forme de la bulle stable sous compensation magnétique près du point critique (à gauche). Placement des points pour l'étude (à droite).	113
3.14	Bulle compensée magnétiquement dans un profil linéaire de compensation (en orange: volume de la bulle sous-compensé; en vert: volume de la bulle surcompensé). 116	
3.15	Approximation des points de la courbe de compensation par un polynôme du second ordre ($I = 280,75$ A).	117
3.16	Modélisation du cas limite de stabilité de la bulle (en orange: volume de la bulle sous-compensé; en vert: volume de la bulle surcompensé).	118
3.17	Positions limites stables de la bulle pour les différentes températures étudiées. . .	120
3.18	Évolution de la susceptibilité (losanges) en fonction de la température. Trois modèles d'interpolation sont représentés: constante (en vert), polynôme de degré 3 (en bleu) et modèle du paramagnétisme (en violet).	123
3.19	Schéma électrique des bobines d'OLGA pour la simulation des variations rapides d'accélération.	126
3.20	Inhomogénéité du champ magnétique dans la cellule: un solénoïde (à gauche) et deux solénoïdes (à droite).	128
3.21	Mesure de courant lors d'une transition rapide et niveau de gravité résiduelle correspondant.	129
3.22	Séquence d'images lors d'un ralentissement de $-0,5$ g à 0 g. La phase vapeur est indiquée par V, la phase liquide par L.	129
3.23	Variation temporelle des courants dans chaque bobine.	130
3.24	Séquence d'images lors d'une accélération de 0 g à $0,4$ g. La phase vapeur est indiquée par V, la phase liquide par L.	130
3.25	Variation temporelle des courants dans chaque bobine.	131

4.1	Schéma de la cellule.	135
4.2	Observation de la cellule: image (à gauche) ; schéma (à droite).	137
4.3	Schéma de définition de l'étude spatio-temporelle de la bulle.	139
4.4	Image de la bulle à l'instant initial (a) et au bout de 8 s (b). Diagramme spatio-temporel: $T_h = 31,185\text{ K}$ et $T_b = T_0 = 28,875\text{ K}$ (à droite).	140
4.5	Image de la bulle à l'instant initial (a) et au bout de 8 s (b). Diagramme spatio-temporel: $T_h = T_0 = 28,875\text{ K}$ et $T_b = 31,185\text{ K}$ (à droite).	140
4.6	Image de la bulle à l'instant initial (a) et au bout de 25 s (b). Diagramme spatio-temporel: $T_h = 32,2\text{ K}$ et $T_b = T_0 = 32\text{ K}$ (à droite).	141
4.7	Diagramme spatio-temporel: retour à la situation initiale de la figure 4.6.	142
4.8	Image de la bulle à l'instant initial (a) et au bout de 25 s (b). Diagramme spatio-temporel: $T_h = 31,8\text{ K}$ et $T_b = T_0 = 32\text{ K}$ (à droite).	142
4.9	Diagramme spatio-temporel: retour à la situation initiale de la figure 4.8.	143
4.10	Schéma de la géométrie pour la simulation numérique.	145
4.11	Cas: autour de $22,5\text{ K}$ – Évolution de la température (en K) en fonction du temps au milieu de l'axe (à gauche). Flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) minimal et maximal au bout de 50 et 100 s (à droite).	146
4.12	Cas: autour de $22,5\text{ K}$ – Température (en K, à gauche) et flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, à droite) au bout de 100 s.	146
4.13	Cas: $0,875 \cdot T_C$ – Évolution de la température (en K) en fonction du temps au milieu de l'axe (à gauche). Flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) minimal et maximal au bout de 50 et 100 s (à droite).	147
4.14	Cas: $0,875 \cdot T_C$ – Température (en K, à gauche) et flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, à droite) au bout de 100 s.	147
4.15	Cas: autour de 32 K – Évolution de la température (en K) en fonction du temps au milieu de l'axe (à gauche). Flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$) minimal et maximal au bout de 50 et 100 s (à droite).	148
4.16	Cas: autour de 32 K – Température (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, à gauche) et flux de chaleur (en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$, à droite) au bout de 100 s.	148
4.17	cas: Onuki – Profil de température (en K) au bout de 5 s (à gauche) et au bout de 10 s (à droite).	149
4.18	Évolution du profil de température: temps courts (à gauche); temps longs (à droite).	152
4.19	Évolution de la température de l'interface T_{interf} et des altitudes du haut z_h , du bas z_b et du centre de gravité de la bulle z_g	152
4.20	Comparaison des vitesses.	153
5.1	Schéma du dispositif d'injection (les soupapes de sécurité ne sont pas représentées).	156
5.2	Courbe d'ébullition nucléée dans l'oxygène. Comparaison des points expérimentaux obtenus dans la station OLGA (croix et ligne continue noire en gras) avec la littérature.	158

5.3	Observation de l'ébullition nucléée pour une densité de flux de chaleur de $1 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ en fonction du niveau de gravité. L'élément chauffant de 8 mm de diamètre est indiqué sur la première image en haut à gauche.	160
5.4	Rayon des bulles en fonction de la longueur capillaire pour différents niveaux de gravité.	160
5.5	Période de départ des bulles en fonction du temps de croissance thermique pour différents niveaux de gravité.	161
5.6	Évolution temporelle de la température de l'élément chauffant (TT100) au moment de la détection du flux critique.	162
5.7	Flux de chaleur transmis par conduction dans l'anneau en fonction de la différence de température entre le thermomètre de l'élément chauffant (TT100) et le thermomètre de la bride du bas (TT101). Les mesures expérimentales sont représentées par les ronds. Le modèle théorique est représenté par la ligne.	163
5.8	Flux critique adimensionnel en fonction du niveau de gravité résiduelle. Courbe noire: modèle de Zuber-Kutateladze. Les mesures 09/2007 (représentées par des croix) sont entâchées d'erreurs dues au capillaire (voir texte).	164
5.9	Mouvement d'aspiration parasite par la bulle précédemment détachée sous fort flux de chaleur.	166
6.1	Courbe de coexistence P - V de l'oxygène.	170
6.2	Schéma et photographie de la bulle (repérée par V) dans la cellule à densité critique sous compensation exacte. La bulle sur la photographie est située 10 mm au-dessus de la position de la bulle sur le schéma. Les tiges filetées visibles sur la photographie ne sont pas représentées sur le schéma.	171
6.3	Courbe de coexistence P - V de l'oxygène avec T_{cx}	172
6.4	Régime d'ébullition: (a) avant et (b) après la crise d'ébullition. La surface chauffante est représentée par le disque bleu. Observation à travers le hublot chauffant.	175
6.5	Régime d'ébullition avant (à gauche) et après (à droite) la crise d'ébullition, plus près du point de transition ($T_{cx} = 153 \text{ K}$). La surface chauffante est représentée par le disque bleu. La cellule est légèrement décentrée pour améliorer la visibilité. Observation à travers le hublot chauffant.	176
6.6	Phase vapeur (repérée par V) scindée en deux. La situation est stable. Observation latérale.	178
6.7	Identification des différents types de transferts thermiques près du point critique ($T_{cx} = 153 \text{ K}$): isotherme (a), conduction/convection (b), ébullition nucléée (c), ébullition en film (d). La cellule est légèrement décentrée pour améliorer la visibilité. Les images (c) et (d) correspondent à la figure 6.5. Observation à travers le hublot chauffant.	179
6.8	Évolution du flux critique en fonction de la distance par rapport au point critique sous gravité terrestre.	180
6.9	Influence du champ magnétique sur le flux critique mesuré ($T_{sat} = 153 \text{ K}$, $g^*/g = 2\%$).	181
6.10	Évolution du flux critique en fonction de la distance au point critique pour trois remplissages différents.	182

6.11	Flux critique en fonction de la distance au point critique: synthèse des résultats. Les décalages sont liés aux différents remplissages de la cellule.	183
6.12	Flux critique en fonction de la distance au point critique pour l'hydrogène obtenus dans HYLDE.	184
A.1	Test des aimants: déplacement en traction (en haut), déplacement latéral (en bas).	212
A.2	Courbe d'aimantation des différents inserts.	214
B.1	Conductivité thermique des solides	215
B.2	Capacité calorifique massique à pression constante des solides	216

Liste des tableaux

1.1	Susceptibilités magnétiques et unités correspondantes.	18
1.2	Comportement magnétique et ordre de grandeur des susceptibilités pour les substances étudiées.	20
1.3	Valeurs de la compensation exacte de la gravité G_0 pour différentes substances. .	22
1.4	Caractéristiques des installations de compensation magnétique dans le monde. . .	23
2.1	Correspondance résistance-température pour les sondes carbonées.	73
2.2	Caractéristiques de la régulation en température.	76
2.3	Évolution de la consommation effective d'OLGA.	97
3.1	Nombre de spires possibles pour la bobine externe.	102
3.2	Nombre de spires par tour déterminé.	109
3.3	Paramètres liés aux positions stables limites de la bulle.	121
3.4	Fonctions approchées $G_{z,app}$ et coefficient de corrélation R^2	121
3.5	Fonctions de forme $f(z)$	122
3.6	Coordonnées des points.	122
3.7	Susceptibilités magnétiques expérimentales.	123
3.8	Correspondance des altitudes.	124
3.9	Conditions expérimentales correspondant à la microgravité lors des transitions. .	127
3.10	Conditions expérimentales de la transition (ralentissement).	128
3.11	Conditions expérimentales de la transition (accélération).	130
4.1	Grandeurs caractéristiques pour l'hydrogène normal (n-H ₂) [54].	136
4.2	Expériences autour de 22,5 K.	139
4.3	Vitesses et temps d'expérience pour l'hydrogène normal (n-H ₂).	144
6.1	Correspondance du niveau de gravité résiduelle avec le courant.	181
7.1	Comparaison de la compensation magnétique avec l'oxygène et l'hydrogène. . . .	186
7.2	Amplitude maximale du niveau de gravité résiduelle dans l'oxygène pendant les transitions.	187

7.3	Volumes maximum et inhomogénéités possibles pour la nouvelle installation en fonction du matériau supraconducteur choisi.	189
A.1	Changement de système d'unités.	211
A.2	Valeur du champ magnétique rémanent.	212
A.3	Test qualitatif du magnétisme des matériaux.	213
C.1	Susceptibilité magnétique de l'hydrogène – données bibliographiques.	218
C.2	Susceptibilité magnétique de l'oxygène – données bibliographiques.	219
C.3	Susceptibilité magnétique de l'oxygène pour différentes températures.	219

Nomenclature

Notation romaine

Notation	Unité SI	Nom
B	T	induction magnétique
Bo	-	nombre de Bond
C_P	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	capacité calorifique massique à pression constante
C_V	$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	capacité calorifique massique à volume constant
D_T	$m^2 \cdot s^{-1}$	diffusivité thermique
F	$N \cdot m^{-3}$	force volumique
g	$m^2 \cdot s^{-1}$	accélération gravitationnelle
g^*	$m^2 \cdot s^{-1}$	accélération gravitationnelle résiduelle
G	$T^2 \cdot m^{-1}$	compensation
h	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	coefficient de transfert de chaleur
\mathcal{H}	$A \cdot m^{-1}$	excitation magnétique
H	$J \cdot kg^{-1}$	chaleur latente de vaporisation
I	A	intensité du courant électrique
l_c	m	longueur capillaire
m	kg	masse
\mathbf{m}	$A \cdot m^2$	moment magnétique
M	$kg \cdot mol^{-1}$	masse molaire
\mathfrak{M}	$A \cdot m^{-1}$	aimantation magnétique
P	bar	pression
PC	-	point critique
PT	-	point triple
q	$W \cdot m^{-2}$	densité de flux de chaleur
r	m	rayon
r_b	m	rayon de la bulle
t	s	temps
T	K	température
T_{Curie}	K	température de Curie
V	m^3	volume
V_m	$m^3 \cdot kg^{-1}$	volume massique
V_M	$m^3 \cdot mol^{-1}$	volume molaire
z	m	altitude

Constante	Valeur	Nom
g	$9,81 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	accélération gravitationnelle terrestre
\mathcal{G}	$6,674 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$	constante gravitationnelle
R	$8,314 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	constante universelle des gaz parfaits

Notation grecque

Notation	Unité SI	Nom
γ	-	indice adiabatique
ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	masse volumique
σ	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$	tension superficielle
χ	-	susceptibilité magnétique adimensionnelle
χ_ρ	$\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$	susceptibilité magnétique massique
χ_M	$\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	susceptibilité magnétique molaire
λ	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	conductivité thermique
μ	$\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$	perméabilité magnétique du matériau
μ_r	-	perméabilité relative du matériau
ϵ	-	homogénéité du champ magnétique
ε	-	émissivité thermique du corps
θ	°	angle

Constante	Valeur	Nom
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$	perméabilité magnétique du vide
σ_B	$5,6703 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$	constante de Stefan-Boltzmann

Indices

Notation	Définition
b	bulle
c	critique
cx	critique apparent
g	gravitationnel
L	relatif à la phase liquide
m	magnétique
V	relatif à la phase vapeur
EC	relatif à l'élément chauffant
sat	saturation

Abbréviations

Notation	Définition
CGS	Système d'unités anglo-saxon (centimètre, gramme, seconde)
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CHF	Critical Heat Flux (Flux critique de chaleur)
CNES	Centre National d'Études Spatiales
EAP	Étages accélérateurs à poudre
EPC	Étage principal cryotechnique
ESC	Étage supérieur cryotechnique
HYLDE	HYdrogen Levitation DEvice (station de compensation magnétique de la gravité dans l'hydrogène)
INAC	Institut NANoscience et Cryogénie
MKSA	voir SI
OLGA	Oxygen Low Gravity Apparatus (station de compensation magnétique de la gravité dans l'oxygène)
SBT	Service des Basses Températures
SI	Système d'unités international (mètre, kilogramme, seconde, ampère)

Annexe A

Solides – Propriétés magnétiques

Les éléments décrits dans cette partie permettent d'apporter des informations supplémentaires sur le magnétisme dans les matériaux utilisés pendant la thèse. Ces informations ont été collectées au gré des lectures et des expériences effectuées.

Relation de passage : unités CGS – unités SI

La littérature regorge de données exprimées dans le système d'unités CGS. Le tableau A.1 récapitule les règles de passage d'un système d'unité à l'autre. Il suffit de multiplier les valeurs de susceptibilité données en unité CGS par le facteur situé dans sa colonne pour obtenir la conversion en unité SI.

			CGS			
			type	adim.	massique	molaire
			symbole	χ	χ_ρ	χ_M
SI	type	symbole	unités	-	$\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$	$\text{cm}^3 \text{mol}^{-1}$
	adim.	χ	-	4π	$4\pi \cdot 10^{-3} \rho$	$4\pi \cdot 10^{-6} \frac{\rho}{M}$
	massique	χ_ρ	$\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$	$\frac{4\pi}{\rho}$	$4\pi \cdot 10^{-3}$	$4\pi \cdot 10^{-6} \frac{1}{M}$
	molaire	χ_M	$\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	$\frac{4\pi M}{\rho}$	$4\pi \cdot 10^{-3} M$	$4\pi \cdot 10^{-6}$

TABLE A.1 – Changement de système d'unités.

Par exemple, la relation suivante donne le lien entre les susceptibilités adimensionnelles :

$$\chi_{SI} = 4\pi \chi_{CGS} \quad (\text{A.1})$$

Détermination expérimentale qualitative des propriétés magnétiques des matériaux

Pour déterminer qualitativement l'aimantation des matériaux, le « test de l'aimant » a été pratiqué. Il s'agit d'approcher un aimant du matériau à tester et d'observer leur interaction.

1. ou encore $4\pi \cdot 10^{-3} \frac{1}{V_M}$ où V_M est le volume molaire exprimé en $\text{L} \cdot \text{mol}^{-1}$.

Les tests sont effectués avec (i) un aimant en ferrite, de type aimant de tableau magnétique, en forme de U et (ii) un aimant en terre rare (néodyme fer bore - NdFeB), sous la forme d'un petit cylindre de 5 mm de diamètre et de 5 mm de hauteur. Les valeurs de leur champ magnétique rémanent sont présentées dans le tableau A.2 [36].

Aimant	B_r
Ferrite	0,4 T
NdFeB	1,1 T

TABLE A.2 – Valeur du champ magnétique rémanent.

Les effets identifiés sont de deux types :

- l'effet direct : lorsqu'on approche le matériau à tester de l'aimant, une *force d'attraction* apparaît et entraîne la mise en contact des deux éléments ; la force est caractérisée par son intensité, de peu intense (+) à très intense (+++) ;
- l'effet indirect : lorsqu'aucune force n'est décelable avec l'effet direct (-), l'aimant cylindrique en NdFeB est posé sur une table amagnétique, de telle sorte que l'aimant puisse rouler ; l'échantillon est placé au contact de l'aimant ; si l'aimant se déplace en roulant après l'échantillon, il s'agit d'un déplacement *en traction* ; si l'aimant se déplace en roulant à côté de l'échantillon, il s'agit d'un déplacement *latéral* (voir figure A.1) ; si un matériau parvient à déplacer l'aimant de manière latérale, alors l'aimant pourra se mouvoir aussi en traction, mais l'inverse n'est pas vrai.

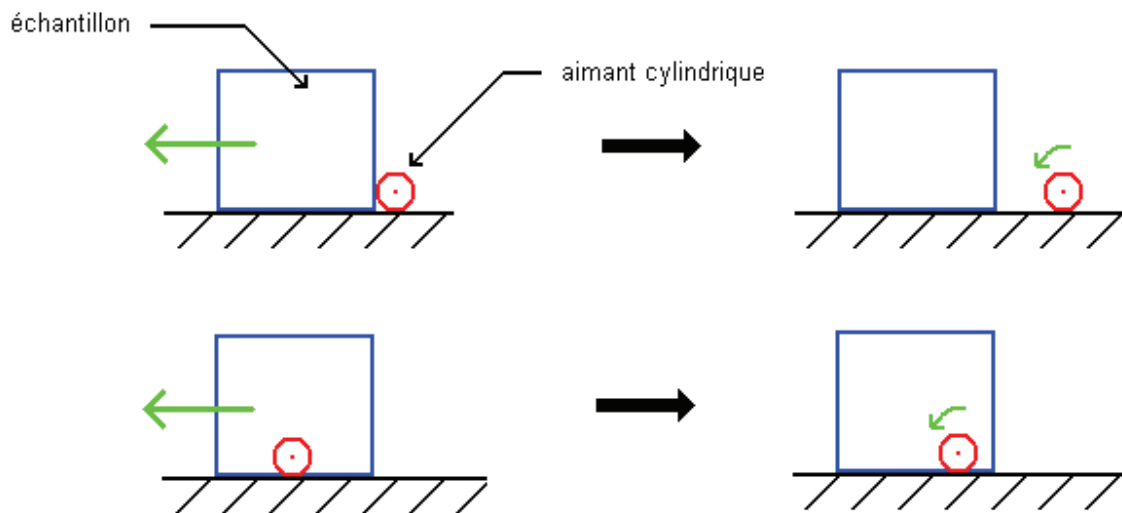


FIGURE A.1 – Test des aimants : déplacement en traction (en haut), déplacement latéral (en bas).

Ces tests qualitatifs permettent donc de définir une échelle de sensibilité magnétique des matériaux. Les résultats sont présentés dans le tableau A.3.

Nous avons pu découvrir, à nos dépens, que l'acier inoxydable 304L présente l'inconvénient de s'aimanter sous contrainte mécanique. Bien que la coulée brute d'une pièce de ce matériau puisse être *a priori* complètement amagnétique, la même pièce usinée peut présenter un caractère magnétique fort. Le magnétisme est décelable localement au niveau des endroits de la pièce où

Matériau	Test aimant ferrite	Test aimant NdFeB
Fer	+++	+++
Inox (rondelles)	+++	+++
Inox (tige filetée)	++	++
Inox (soudure)	+	++
Inox (pièce massive usinée)	-	+
Laiton	-	déplacement en traction
Cuivre	-	déplacement en traction
TA6V (titane)	-	déplacement en traction
Aluminium	-	déplacement latéral

TABLE A.3 – Test qualitatif du magnétisme des matériaux.

les contraintes mécaniques lors de la fabrication ont été les plus fortes : trous, soudure, etc. Par exemple, la jupe de l'anticryostat de l'installation OLGA qui est réalisé par chaudronnerie, ne présente pas de caractère magnétique au niveau des parties lisses de son pourtour (l'aimant en NdFeB ne reste pas accroché à la paroi verticale). En revanche, au niveau des galons de renfort, où le matériau a subi une déformation plastique, ou bien au niveau du cordon de soudure qui referme la jupe, l'aimantation est détectable (l'aimant en NdFeB reste accroché lorsque la jupe est maintenue verticale).

Par conséquent, lors de la conception de la cellule pour l'étude du flux critique près du point critique de l'oxygène, seuls les éléments très faiblement magnétiques ont été utilisés (cuivre, laiton, TA6V).

Mesure de l'aimantation de l'insert ferromagnétique

Le premier insert ferromagnétique conçu pour l'amélioration du champ de gravité résiduelle pour l'installation OLGA n'avait pas tenu toutes ses promesses. Il avait fait *a priori* l'objet d'un dimensionnement numérique à l'aide du programme RADIA.

Les propriétés magnétiques d'un matériau magnétique sont implantables dans le code de différentes manières. Elles peuvent être définies par :

1. une fonction intégrée de RADIA, connaissant sa susceptibilité à l'origine et son aimantation à saturation ;
2. un ensemble de vecteurs, dont les coordonnées sont celles des points de la courbe d'aimantation du matériau ; RADIA fait automatiquement l'interpolation de cette courbe lors des calculs.

Les propriétés magnétiques du matériau avait alors été implantées dans le code de calcul selon la première méthode, en considérant un matériau du type fer pur standard ($\chi = 100$; $\mu_0 M_{\text{sat}} = 2.19$).

Pendant les expériences, la forme de la bulle s'était trouvée fortement dégradée lors de l'application du champ magnétique. Qui plus est, il s'est avéré impossible de faire léviter la bulle : elle ne parvenait pas à garder une position stable sans toucher la paroi inférieure ou la paroi supérieure. Toutes les tentatives (déplacement de la cellule, modification du courant) sont restées vaines.

Il a donc été décidé d'effectuer les mesures des propriétés magnétiques de l'insert. Aucun échantillon du matériau le constituant n'étant alors disponible, il a fallu prélever un échantillon sur

l'insert et donc considérer sa mise hors service. Par conséquent, pour remplacer l'insert devenu inutilisable, un nouvel insert a été commandé auprès du même fournisseur, accompagné cette fois-ci d'un échantillon.

Les échantillons ont donc fait l'objet d'une étude magnétique avec un magnétomètre à SQUID de l'institut Louis Néel du CNRS, voisin du CEA. Les courbes d'aimantation des deux inserts sont données sur la figure A.2. Elles sont comparées avec des données obtenues sur un autre échantillon de fer pur préalablement étudié par l'institut Néel.

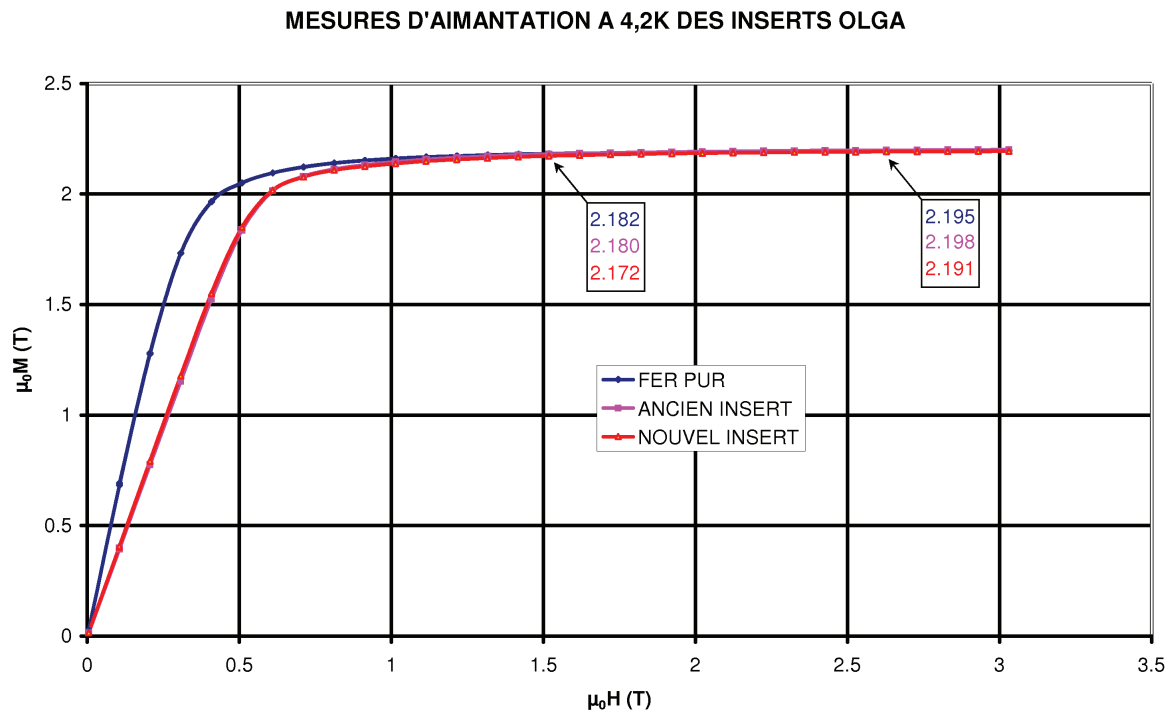


FIGURE A.2 – Courbe d'aimantation des différents inserts.

Les courbes montrent que l'aimantation des trois matériaux à saturation est identique. Il s'agit bien dans les trois cas de fer pur, la différence d'aimantation à basse excitation magnétique ($\mu_0 H \leq 1$ T) étant due à la différence d'origine des matériaux (présence d'impuretés notamment).

Il apparaît également que les courbes des deux inserts d'OLGA sont superposées. Le nouvel insert a donc un comportement magnétique identique à celui de l'ancien. Les courbes obtenues ont été insérées dans le code de calcul RADIA et les résultats comparés : aucune différence notable n'est apparue par rapport aux calculs effectués a priori avec la fonction intégrée de RADIA.

Ce n'est que tardivement que l'origine des défauts liés à l'insert a pu être comprise : il s'agit de l'instabilité ferrofluidique dont l'oxygène est à l'origine et qui est renforcée par l'insert.

Annexe B

Solides – Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques des solides aux basses températures indiquées dans cette partie ont été extraites de la base de données du logiciel CRYOCOMP [30].

Les propriétés thermiques du plexiglas (PMMA) n'ayant pu être récupérées, celles du polycarbonate sont indiquées à titre de valeur approchée du fait de l'appartenance au même type de matériau (polymères).

Conductivité thermique

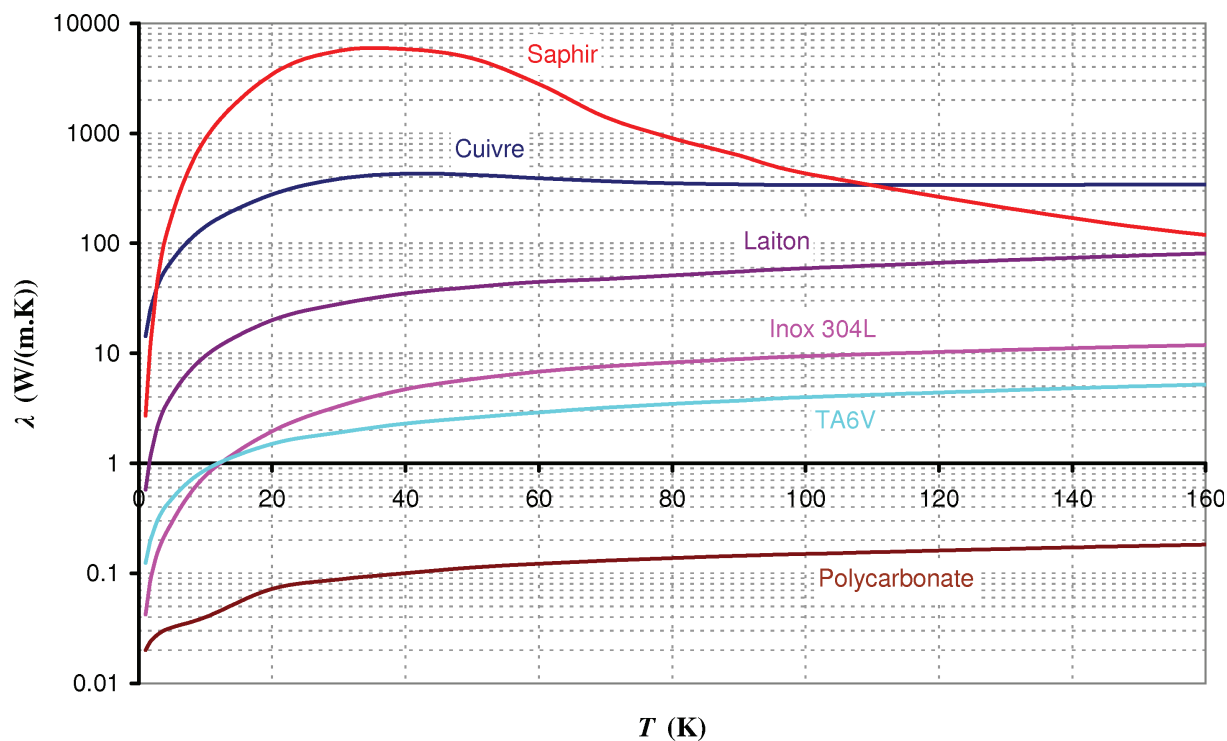


FIGURE B.1 – Conductivité thermique des solides

Capacité calorifique massique à pression constante

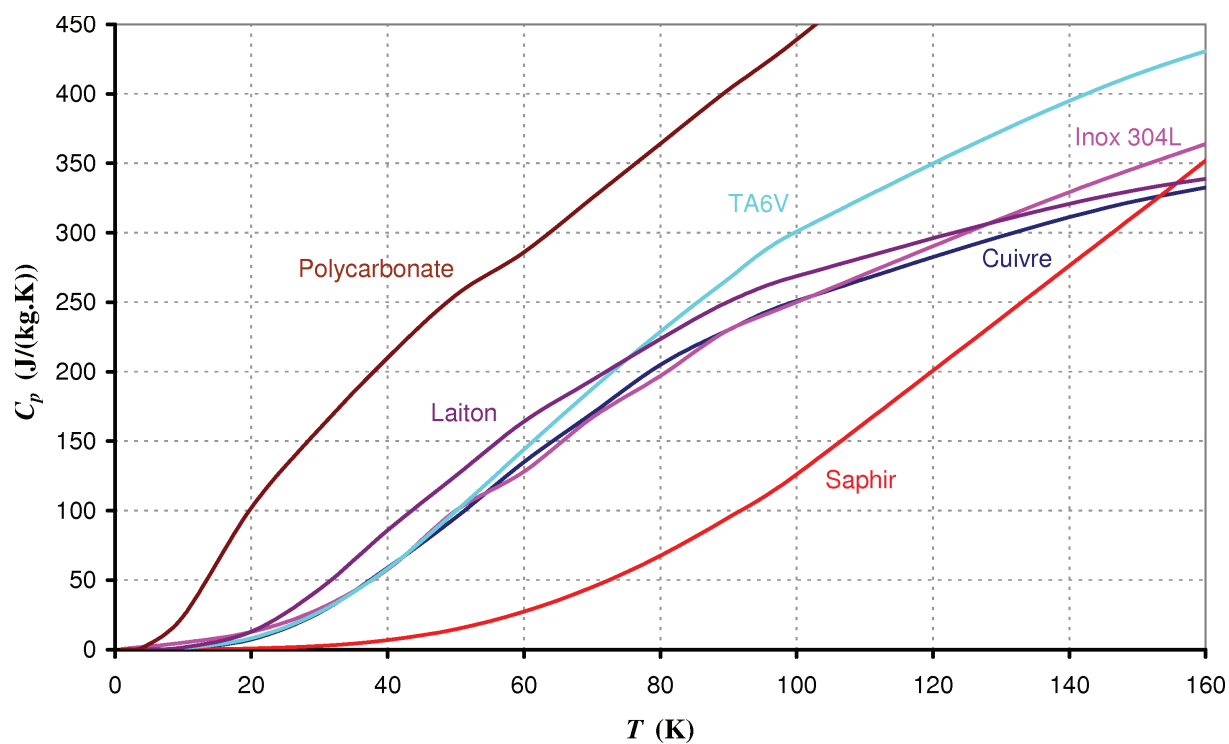


FIGURE B.2 – Capacité calorifique massique à pression constante des solides

Annexe C

Fluides – Propriétés physiques

Dihydrogène – H₂

Le dihydrogène est issu d'une bouteille de gaz comprimé de pureté supérieure à 99,9995 %. C'est est un gaz très dangereux et extrêmement inflammable.

Sa manipulation doit donc faire l'objet d'un maximum de précautions.

Le dihydrogène existe en réalité sous deux formes de molécules isomères, différenciées par l'orientation des spins des atomes : l'orthohydrogène (o-H₂) et le parahydrogène (p-H₂). Cette différence entraîne des propriétés physiques différentes [11].

Le dihydrogène normal (n-H₂) que l'on trouve à température ambiante est une combinaison des deux isomères : il est composé à 75 % d'o-H₂ et à 25 % de p-H₂.

Leur proportion varie en fonction de la température. Celle du p-H₂ augmente à mesure que la température diminue : les molécules « ortho » se transforment en « para ». À la température de l'hydrogène liquide à pression atmosphérique (20,37 K), à l'équilibre, seule la molécule p-H₂ est présente. Cependant, la transformation ortho-para sans catalyseur est très lente, tant et si bien qu'à l'échelle de la journée de travail, elle n'a pas eu le temps de se réaliser. La transition s'effectue en effet de manière exponentielle avec une constante de temps de 24 h environ.

Par conséquent, les propriétés à basse température qui seront prises en compte pour l'hydrogène sont celles du dihydrogène normal (n-H₂).

Données thermodynamiques [54]

Température critique	33,14 K
Pression critique	12,96 bar
Densité critique	31,26 kg · m ⁻³
Enthalpie critique	298,15 · 10 ³ J · kg ⁻¹
Entropie critique	9,644 · 10 ⁻³ J · kg ⁻¹ · K ⁻¹
Viscosité dynamique	3,5140 · 10 ⁻⁶ Pa · s

Température du point triple	13,96 K
-----------------------------	---------

Masse molaire	2,016 g · mol ⁻¹
---------------	-----------------------------

Susceptibilité magnétique

Pour étudier la compensation magnétique de l'hydrogène, on utilisera les données de la littérature [43]. Ces données sont les suivantes :

CGS		SI	
χ_M $\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$	χ_ρ $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	χ_M $\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	χ_ρ $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$
$-3,99 \cdot 10^{-6}$	-	$-5,014 \cdot 10^{-11}$	$-2,487 \cdot 10^{-8}$

TABLE C.1 – Susceptibilité magnétique de l'hydrogène – données bibliographiques.

L'hydrogène étant diamagnétique, sa susceptibilité magnétique massique est indépendante de la température.

Dioxygène – O₂

L'oxygène est issu d'une bouteille de gaz dont la pureté est supérieure à 99,9998 %.

L'oxygène pur est un gaz dangereux car c'est un excellent comburant. Il favorise ainsi l'inflammation de matériaux spontanément ininflammables dans l'air ambiant tels que les joints, la graisse à vide ou tout autre matériau organique.

L'oxygène liquide à pression atmosphérique est de couleur bleu clair [14].

Données thermodynamiques [54]

Température critique	154,48 K
Pression critique	50,43 bar
Densité critique	$436,14 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$
Enthalpie critique	$32,423 \cdot 10^3 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$
Entropie critique	$4,2008 \cdot 10^{-3} \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Viscosité dynamique critique	$3,1478 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$

Température du point triple	54,36 K
-----------------------------	---------

Masse molaire	$31,999 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$
---------------	--

Susceptibilité magnétique

Pour étudier la compensation magnétique de l'oxygène, on utilisera les données de la littérature [24, 43, 27, 38] indiquées dans le tableau C.2.

L'oxygène étant un matériau paramagnétique, ses susceptibilités magnétiques *massique* ou *molaire* varient donc avec la température. Ainsi, les susceptibilités magnétiques adimensionnelles correspondant aux phases liquide et vapeur à saturation sont indiquées tableau C.3.

T K	CGS		SI	
	χ_M $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	χ_ρ $\text{cm}^3 \cdot \text{g}^{-1}$	χ_M $\text{m}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	χ_ρ $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$
70,8	$8,685 \cdot 10^{-3}$	-	$1,091 \cdot 10^{-7}$	$3,412 \cdot 10^{-6}$
90,1	$7,699 \cdot 10^{-3}$	-	$9,675 \cdot 10^{-8}$	$3,023 \cdot 10^{-6}$
154,5	-	$1,780 \cdot 10^{-4}$	$7,158 \cdot 10^{-8}$	$2,237 \cdot 10^{-6}$
293	$3,449 \cdot 10^{-3}$	-	$4,334 \cdot 10^{-8}$	$1,355 \cdot 10^{-6}$

TABLE C.2 – Susceptibilité magnétique de l’oxygène – données bibliographiques.

T K	χ_ρ $\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$	phase liquide		phase vapeur	
		ρ_L $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	χ_L -	ρ_V $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	χ_V -
70,8	$3,412 \cdot 10^{-6}$	1233	$4,207 \cdot 10^{-3}$	0,3948	$1,347 \cdot 10^{-6}$
90,1	$3,024 \cdot 10^{-6}$	1142	$3,454 \cdot 10^{-3}$	4,43	$1,340 \cdot 10^{-5}$
154,5	$2,237 \cdot 10^{-6}$	486,2	$1,088 \cdot 10^{-3}$	378,3	$8,462 \cdot 10^{-4}$

TABLE C.3 – Susceptibilité magnétique de l’oxygène pour différentes températures.

Annexe D

Simulation numérique avec RADIA

Cette partie comporte les programmes informatiques permettant de calculer de manière analytique les propriétés magnétiques des bobines d'après leurs caractéristiques géométriques et le courant électrique qui y circule.

Code pour la simulation de HYLDE

```
<< Radia';
Off[General::"spell1"];
<< Graphics';

(*Courant dans la bobine*)
i1=64.4;
(*Gradient de Bš nominal*)
Go=-991.4;
(*Définition de la bobine*)
ri=45; re=93; h=200;
j1=30500*i1/((re-ri)*h);
coil=radObjRaceTrk[{0,0,0},{ri,re},{0,0},h,24,j1,"auto"];
radObjDrwAtr[coil,{1,0,0}];

(*Assemblage des éléments*)
tot=radObjCnt[{}];
radObjAddToCnt[tot,{coil}];

(*Définition de Bš, du gradient et de l'inhomogénéité résiduelle*)
B2[r_,z_] :=
  radFld[tot,"Bx",{r,0,z}]^2+radFld[tot,"By",{r,0,z}]^2+
  radFld[tot,"Bz",{r,0,z}]^2;
Gz[r_,z_,dp_] :=1000*(B2[r,z+dp]-B2[r,z-dp])/(2*dp);
Gr[r_,z_,dp_] :=1000*(B2[r+dp,z]-B2[r-dp,z])/(2*dp);
epsz[R_,az_,z0_,dp_] :=(Gz[R,z0+az,dp]-Gz[0,z0,dp])/Gz[0,z0,dp];
epsr[R_,az_,z0_,dp_] :=(Gr[R,z0+az,dp])/Gz[0,z0,dp];
```

Code pour la simulation d'OLGA

```
<<Radia';
Off[General::"spell1"];
<<Graphics';

OLGA[Ie_,Ii_,geom_] :=(

  radUtiDelAll[];
  (* Définition des bobines *)

  (*définition de la bobine externe*)
  Ri2=207;                      (*rayons internes et externes*)
  Re2=325;
  H2=555;                      (*hauteur de bobine*)
  nsegb=20;                    (* nombre de segments
approximant la section circulaire de 1/4 de la bobine *)
  trs2=3996;
  j2=Ie*trs2/((Re2-Ri2)*H2);   (*densité de courant*) (*j2:3996 tours*) (*
118/2.22*78=4134 tours, 78=nombre de galettes*)
  bobe=radObjRaceTrk[{0,0,0},{Ri2,Re2},{0,0},H2,nsegb,j2,"auto"];
  radObjDrwAtr[bobe,{1,0,0}]; (*couleur de la bobine: rouge*)

  (*définition de la bobine interne*)
  Ri1=168;                    (*rayons internes et externes*)
  Re1=203;
  H1=570;                    (*hauteur de bobine*)
  nsegb=20;                  (*
nombre de segments approximant la section circulaire de 1/4 de la
bobine *)
  j1=Ii*990/((Re1-Ri1)*H1);
  bobi=radObjRaceTrk[{0,0,0},{Ri1,Re1},{0,0},H1,nsegb,j1,"auto"];
  radTrfOrnt[bobi,radTrfTrsl[{0,0,-7.5}]]; (* décalage de la bobine interne
par rapport à l'autre *)
  radObjDrwAtr[bobi,{1,.5,0}]; (*couleur de la bobine: orange*)

  (* Définition de l'insert *)

  (*caractéristiques magnétiques de l'insert - issu de
la campagne de mesure*)
  H={0.004528,0.1053,
    0.206,0.3069,0.4079,0.5086,0.6097,0.7107,0.8115,0.9126,1.014,1.114,1.\
215,1.316,1.417,1.518,1.619,1.72,1.821,1.922,2.022,2.123,2.224,2.325,2.426,2.\
527,2.628,2.728,2.829,2.93,3.031};
  M={0.01573241,0.4022767,0.7905634,1.177451,1.55162,1.850498,2.017107,2.\
076882,2.107406,2.125211,2.13793,2.148104,2.155735,2.162094,2.167181,2.172269,\
2.176084,2.178628,2.181171,
```

```

2.182443,2.184987,2.186259,2.187531,2.188802,2.190074,2.190074,2.191346,2.\
192618,2.192618,2.192618,2.19389};

```

```

ma=N[Table[{H[[i]],M[[i]]}, {i,1, Length[H]}]]; (* construction du \
tableau *)
ironmat=radMatSatIso[ma];

```

```

(*paramètres extérieurs*)
nsegi=
40; (* maillage: nombre de segments angulaires et radiaux \
*)
nsgr=3;
ncB=6; (* nombre d'anneaux fins près des bouts, \
nombre paire *)
ncM=4; (* nombre d'anneaux total de l'insert=ncB+ncM; \
ncM=au milieu; ncB=près des bouts *)

```

```

(*dimensions de l'insert*)
Rinsi=109;
Rinse=123;
htins=179;
hpos=-239.5; (* position du bas de l'insert par rapport au
milieu de la bobine *)

```

```

(*création de l'insert*)
ins=radObjCnt[{}]; (*
définition de containers qui contiendront les différents objets*)
toreM=radObjCnt[{}];
toreB=radObjCnt[{}];

```

```

PasR=(Rinse-Rinsi)/nsegr; (*epaisseur radiale d'une maille*)
eB=PasR; (* epaisseur \
d'un anneau mince de l'insert (près des bouts) *)
eM=(htins-ncB*
eB)/ncM; (* epaisseur d'un anneau epais de l'
insert (au milieu) *)

```

```

Do[ Rii=Rinsi+(
k-1)*PasR; (*boucle de création d'un anneau d'insert maillé*) \

```

```

Rie=Rinsi+k*PasR;
Do[theta1=2*(j+1)*Pi/nsegi;
theta0=2*j*Pi/nsegi;
elemB=radObjThckPgn[hpos+eB/2,eB,{
Rii*Cos[theta0],Rii*Sin[theta0]}, (*objet polygonal*)
{Rie*Cos[theta0],Rie*Sin[theta0]},
{Rie*Cos[
theta1],Rie*Sin[theta1]},{Rii*Cos[theta1],Rii*Sin[theta1]}]];

```

```
radObjAddToCnt[toreB,{elemB}];
elemM=
    radObjThckPgn[hpos+ncB/2*eB+eM/2,eM,{Rii*cos[theta0],Rii*\
Sin[theta0]}, (*objet polygonal*)
    {Rie*cos[theta0],Rie*sin[theta0]},
    {Rie*cos[theta1],Rie*sin[theta1]},{Rii*
    Cos[theta1],Rii*sin[theta1]}]];
radObjAddToCnt[toreM,{elemM}],
{j,1,nsegi},{k,1,nsegr}];
radObjAddToCnt[ins,{toreM}]; (*on
ajoute le 1er anneau epais dans le container*)

Do[tore2=radObjDpl[toreM]; (*
boucle de création du milieu de l'insert par duplication*)
radTrfOrnt[tore2,radTrfTrsl[{eM*i,0,0}]];
radObjAddToCnt[ins,{tore2}},{i,1,ncM-1}];
radObjAddToCnt[ins,{toreB}]; (*on ajoute le 1er anneau mince dans le
container*)

Do[tore2=radObjDpl[toreB]; (*boucle de création de \
l'insert par duplication*)
radTrfOrnt[tore2,radTrfTrsl[{eB*i,0,0}]];
radObjAddToCnt[
ins,{tore2}], (*on ajoute un anneau dans le container*)
{i,1,ncB/2-1}];
tore3=radObjDpl[toreB];
radTrfOrnt[tore3,radTrfTrsl[{ncB/2*eB+ncM*eM,0,0}]];
radObjAddToCnt[ins,{
tore3}]; (*on ajoute le (ncB/2+1)eme anneau mince dans le container*)

Do[tore2=radObjDpl[tore3]; (*boucle de création
de l'insert par duplication*)
radTrfOrnt[tore2,radTrfTrsl[{eB*i,0,0}]];
radObjAddToCnt[ins,{
tore2}], (*on ajoute un anneau dans le container*)
{i,1,ncB/2-1}];

radTrfOrnt[ins,
RadTrfAxisPerm[1]]; (*on tourne l'insert
pour qu'il ait la meme direction que la bobine*)

radMatApl[
ins,ironmat]; (*application des propriétés magnétiques à l'insert*)

(* Paramètres de calcul *)

(*définition de la géométrie à calculer*)
```

```

tot=radObjCnt[geom];

(*critère de convergence - si calcul avec pièces magnétiques *)
If[geom!={bobe,bobi} &&geom!={bobe}&&geom!={bobi},
  radFldLenTol[10^(-8),10^(-10),10^(-8)];
  t0=AbsoluteTime[];
  res=RadSolve[tot,10^(-4),1000];          (*résolution du
  problème magnétique*)
  t1=AbsoluteTime[];
  Print["Solved in ",Round[t1-
t0]," seconds with ",res[[4]]," iterations"];];

(*grandeurs calculées*)
B2[x_,z_] :=Module[{u},u=radFld[
  tot,"b",{x,0,z}];u[[1]]^2+u[[2]]^2+u[[3]]^2]; (*induction carré*)
Br[x_,z_] :=radFld[tot,"bx",{x,0,z}];
Bz[x_,z_] :=radFld[tot,"bz",{x,0,z}];
Gz[r_,z_,dp_] :=1000.*(B2[r,z+dp]-B2[r,z-
  dp])/(2.*dp);          (*fonctions gradients*) \
Gr[r_,z_,dp_] :=1000.*(B2[r+dp,z]-B2[r-dp,z])/(2.*dp); epsz[r_,z_,z0_,
  dp_] :=(Gz[
  r,z,dp]-Gz[0,z0,dp])/Gz[0,z0,dp];          (*fonctions homogénéités*)
  epsr[r_,z_,z0_,dp_] :=(Gr[r,z,dp])/Gz[0,z0,dp];

);
Null

(* Lancement du calcul *)

geom={bobe,bobi}; (*géométrie à calculer*)
Ie=239.25;          (*courant dans la bobine externe*)
Ii=0;              (*courant dans la bobine interne*)

OLGA[Ie,Ii,geom];  (*lancement du calcul*)

(* Affichage de la géométrie*)

RadPlot3DOptions[];
radObjDrwQD3D[tot];          (*
vue en 3D dans un plug-in externe *)
dr=radObjDrw[tot];
viewgeom>Show[Graphics3D[dr],ViewPoint\[Rule] {0,1,0}, \
PlotRange\[Rule]{{-330,330},{-.001,.001},{-300,300}},Boxed\[Rule]False, Axes\
\[Rule]False];
Null

(* Lancement du calcul pour obtenir une cartographie *)

```

```
geom={bobe,bobi}; (*géométrie à calculer*)
z0=-243.2;
dI=5;
Ii=0;

Do[
  Ie=238+k*dI;

  OLGA[Ie,Ii,geom];

  stmp=OpenWrite["nom_fichier.txt",FormatType\[Rule]OutputForm];
  Write[stmp,"\Gz_",Ie,"A_",
  Ii,"A_",trs2,"trs.txt\"]; (* nom du fichier *)
  Close[stmp];
  stmp=OpenWrite[<<nom_fichier.txt,
  FormatType\[Rule]OutputForm]; (*création du fichier *)
  Write[stmp,"Ie= ",Ie," A\tIi= ",Ii," A\ttours= ",trs2];
  Write[stmp,"r= ",0.," mm\tz0= ",z0," mm\tG0= ",Gz[0,z0,0.1]," T^2/m"];
  Write[stmp,""];
  Write[stmp,"z(mm)\tGz(T^2/m)\tBz(T)"];

  dz=1.; (* distance entre deux points *)
  numP=600/dz; (* nombre de points total *)
  zmin=0.-dz*numP/2; (* altitude du point le plus bas *)
  Do[z= zmin+dz*j;Write[stmp,z,"\t",Gz[0,z,0.1],"\t",Bz[0,z]],{j,0,numP}];
\

(*dr=5.;
  Do[r=i*dr;
    Write[stmp,"\n"];
    Write[stmp,"z0= ",z0," r= ",r," courant= ",crt];
    Write[stmp,"z(mm)\tGradB^2z(T^2/m)\tGradB^2r(T^2/m)"];
    dz=1;
    zmin=z0-dz*numP/2;
    Do[z= zmin+dz*j;Write[stmp,z,"\t",Gz[r,z,0.1],"\t",Gr[r,z,0.1]],{j,0,
      numP}},{i,1,15/dr}];*)
  Close[stmp];
  Print["z0= " ,
    z0," mm, G0= ",Gz[0,z0,0.1]," T^2/m, Ie= ",Ie," A, Ie= ",Ii," A"];
  ,{k,0,0}];
  Print["FIN DU CALCUL"]
  Null

(* Définition des autres pièces métalliques *)

(*Caractéristiques magnétiques*)
perm=2000;
```

```

sat=0.01;
anneumat=radMatSatIso[{perm,sat/3},{perm,sat/3},{perm,sat/3}];

(*Definition d'un objet ferro - anneau d'isolation*)
rFerE=9; (*rayon externe*)
rFerI=4; (*rayon interne*)
zFer=-10; (*decalage du centre de
lobjet par rapport au point de compensation*)
eFer=0.4; (*epaisseur de l'anneau *)
nR=4; (*nombre radiale des mailles*)
nTheta=10; (*nombre angulaire des mailles*)
objFer=radObjCnt[{}];
elemFer=radObjCnt[{}];
PasR=(rFerE-rFerI)/nR;      (*epaisseur radiale d'une maille*)
Do[ Rii=rFerI+(k-1)*PasR;    (*boucle de création d'un anneau d'insert \
maillé*)
  Rie=rFerI+k*PasR;
  Do[theta1=2*(j+1)*Pi/nTheta;
    theta0=2*j*Pi/nTheta;
    elemFer=radObjThckPgn[z0+zFer+eFer/2,
eFer,{Rii*Cos[theta0],Rii*Sin[theta0]},      (*objet polygonal*)
\
  {Rie*Cos[theta0],Rie*Sin[theta0]},
    {Rie*Cos[theta1],Rie*Sin[theta1]},{Rii*Cos[theta1],Rii*Sin[theta1]\
}]];
  radObjAddToCnt[objFer,{elemFer}],
  {j,1,nTheta}],
  {k,1,nR}];
radTrfOrnt[objFer,RadTrfAxisPerm[1]];  (*on tourne l'anneau pour qu'il
ait la meme direction que la bobine*)

radMatApl[objFer,anneumat];      (*définition de l'anneau comme \
matériau magnétique*)

(*Definition d'un objet ferro - montants*)
rMontant=22; (*decalage radial du centre de lobjet*)
\
zMontant=z0-20.+110./2-10.; (*decalage du centre
de lobjet par rapport au point de compensation*)
dxFer=2; (*epaisseur*)
dyFer=2; (*largeur*)
dzFer=105; (*hauteur*)
objMontant=radObjRecMag[{rMontant,0,0},{dxFer,dyFer,dzFer}];
Montants=radObjCnt[{objMontant}];
objMontant=radObjRecMag[{-rMontant,0,0},{dxFer,dyFer,dzFer}];
radObjAddToCnt[Montants,{objMontant}];
radTrfOrnt[Montants,radTrfTrsl[{0,0,zMontant}]]];

```



```
radMatApl [Montants,anneumat];

(*Definition d'un objet ferro - resistances*)
rRes=37.5; (*decalage radial du centre de lobjet*)
zRes=55;(*decalage du centre de lobjet par rapport au point de \
compensation*)
dxRes=15; (*epaisseur*)
dyRes=5; (*largeur*)
dzRes=5; (*hauteur*)
objRes=radObjRecMag[{0,-rRes,-zRes},{dxRes,dyRes,dzRes}];
Res=radObjCnt[{objRes}];
objRes=radObjRecMag[{0,rRes,-zRes},{dxRes,dyRes,dzRes}];
radObjAddToCnt[Res,{objRes}];
radTrfOrnt[Res,radTrfTrsl[{0,0,zMontant}]]];

radMatApl [Res,anneumat];

(* Definition d'une couronne *)
nthet=20; (*maillage: nombre
           de segments angulaires et radiaux *)
nH=3;
zh=z0-20.;
rCour=0;
zCour1=-10;
zCour2=110;
hCour=0.5;
riCour=21;
reCour=23;
PasCour=(reCour-riCour)/nsegr;
objCour=radObjCnt[{}];

elCour=radObjCnt[{}];
dH=hCour/nH;
lx=dH;
Do[x=(k-1)*dH+dH/2;
  Do[ thet2=2*(j+1)*Pi/nthet;
    thet1=2*j*Pi/nthet;
    vrtx={{riCour*Cos[thet1],riCour*Sin[thet1]},
          {reCour*Cos[thet1],reCour*Sin[thet1]},
          {reCour*Cos[thet2],reCour*Sin[thet2]},
          {riCour*Cos[thet2],riCour*Sin[thet2]}};
    lmt=radObjThckPgn[x,lx,vrtx];
    radObjAddToCnt[elCour,{lmt}];
    ,{j,1,nthet}];
    ,{k,1,nH}];
radObjDrwAtr[elCour,{0,0,1}];
radTrfOrnt[elCour,RadTrfAxisPerm[1]];
radTrfOrnt[elCour,radTrfTrsl[{0,0,100.}]]];
```

```

radObjAddToCnt[objCour,{elCour}];

elCour=radObjCnt[{}];
Do[x=(k-1)*dH+dH/2;
  Do[ thet2=2*(j+1)*Pi/nthet;
    thet1=2*j*Pi/nthet;
    vrtx={{riCour*Cos[thet1],riCour*Sin[thet1]},
          {reCour*Cos[thet1],reCour*Sin[thet1]},
          {reCour*Cos[thet2],reCour*Sin[thet2]},
          {riCour*Cos[thet2],riCour*Sin[thet2]}};
    lmt=radObjThckPgn[x,lx,vrtx];
    radObjAddToCnt[elCour,{lmt}];
    ,{j,1,nthet}];
    ,{k,1,nH}];
radObjDrwAtr[elCour,{0,0,1}];
radTrfOrnt[elCour,RadTrfAxisPerm[1]];
radTrfOrnt[elCour,radTrfTrsl[{0,0,-10.}]];
radObjAddToCnt[objCour,{elCour}];
radTrfOrnt[objCour,radTrfTrsl[{0,0,zh}]];

radMatApl[objCour,ironmat];

```


Publications

Articles

- V.S. Nikolayev, D. Chatain, D. Beysens & G. Pichavant. *Magnetic gravity compensation*. Microgravity Sci. Technol., vol. 23 (2), pages 113–122, 2011.
- G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *Magnetic compensation of gravity : Experiments with oxygen*. Microgravity Science and Technology, vol. 21 (1-2), pages 129–133, 2009.
- G. Pichavant, D. Beysens, D. Chatain, D. Communal, C. Lorin & A. Mailfert. *Using superconducting magnet to reproduce quick variations of gravity in liquid oxygen*. Microgravity Sci. Technol., vol. 23 (2), pages 129–133, 2011.
- G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, D. Beysens, V.S. Nikolayev, D. Communal & P. Bonnay. *Magnetic gravity compensation setup to create variable gravity levels and fast transients in O₂*. À soumettre à Review of Scientific Instruments, 2012.

Conférences internationales

- D. Beysens, G. Pichavant, D. Chatain & V. Nikolayev. *Phase change – induced motion of H₂ vapour bubbles under a temperature gradient*. In ELGRA Biennial Symposium – Bonn (Allemagne), septembre 2009.
- D. Beysens, G. Pichavant, D. Chatain, V. Nikolayev, C. Lecoutre & Y. Garrabos. *Non Marangoni motion of a bubble under a temperature gradient*. In International Astronautical Federation, éditeur, 62nd International Astronautical Congress – Le Cap (Afrique du Sud), 2011.
- V.S. Nikolayev, D. Chatain, D. Beysens & G. Pichavant. *Magnetic gravity compensation*. In ELGRA Biennial Symposium – Bonn (Allemagne), septembre 2009.
- G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *Magnetic compensation of gravity : boiling experiments in oxygen*. In ESA – Technology for artificial gravity and microgravity simulation – Noordwijk (Pays-Bas), décembre 2007.
- G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *Magnetic compensation of gravity : experiments with oxygen*. In ELGRA Biennial Symposium – Florence (Italie), septembre 2007.

Conférences nationales

- B. Cariteau & G. Pichavant. *La lévitation magnétique pour l'étude des transferts thermiques et des changements de phase*. In Séminaire SBT, mai 2007.
- D. Chatain, D. Beysens, B. Cariteau, V. Nikolayev & G. Pichavant. *Magnetic compensation of gravity : experiments with oxygen*. In NAMES – Metz, octobre 2007.
- D. Chatain, D. Beysens, V. Nikolayev, L. Benkheira, G. Pichavant, J. Chartier, D. Communal, J.M. Mathonnet, S. Bressieux, P. Bonnay, A. Mailfert & C. Lorin. *Étude du comportement de fluides (LH_2 et LO_2) sous gravité compensée par un champ magnétique*. In CC3D – Saclay, mars 2008.
- D. Chatain, D. Beysens, V. Nikolayev, G. Pichavant, J. Chartier, D. Communal, J.M. Mathonnet, S. Bressieux, P. Bonnay, A. Mailfert, C. Lorin & L. Quettier. *Étude du comportement de fluides (LH_2 et LO_2) sous gravité compensée par un champ magnétique*. In IRFM – Cadarache, septembre 2008.
- G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *Compensation magnétique de la gravité : expériences d'ébullition dans l'oxygène*. In GDR Micropesanteur Fondamentale et Appliquée – Fréjus, novembre 2007.
- G. Pichavant. *La lévitation magnétique au service de l'étude des fluides en microgravité*. In Séminaire SBT, novembre 2008.
- G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *OLGA : a magnetic compensation device to study boiling phenomenon in microgravity*. In Physique en clips – Grenoble, mars 2008.
- G. Pichavant, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *Récents développements relatifs à la compensation magnétique de la gravité dans l'oxygène*. In GDR Micropesanteur Fondamentale et Appliquée – Aussois, décembre 2008.
- G. Pichavant, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *Fluides en microgravité : mesures au voisinage du point critique*. In 9èmes Journées de Cryogénie et de Supraconductivité – Aussois, mars 2009.

Posters

- G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev & D. Beysens. *Une installation expérimentale pour la compensation magnétique de la gravité dans l'oxygène liquide*. In Congrès de la Société Française de Physique – Grenoble, juillet 2007.
- G. Pichavant & D. Beysens. *Dynamique de transitions de phase et échanges de chaleur dans l'oxygène et l'hydrogène en ambiance spatiale*. In Doctoriales de Grenoble Universités – Sévrier, avril 2008.
- G. Pichavant, D. Chatain, V. Nikolayev, D. Beysens & B. Zappoli. *Dynamique de transitions de phase et échanges de chaleur dans l'oxygène et l'hydrogène en ambiance spatiale*. In Journées CNES Jeunes Chercheurs – Toulouse, octobre 2008.
- G. Pichavant, D. Beysens, D. Chatain, D. Communal, C. Lorin & A. Mailfert. *Using superconducting magnet to reproduce quick variations of gravity in liquid oxygen*. In ELGRA Biennial Symposium – Bonn (Allemagne), septembre 2009.

Enseignements

Travaux dirigés

Mécanique des fluides industriels (12 h) – École Nationale Supérieure d’Hydraulique et de Mécanique de Grenoble – 1^{re} année (année universitaire 2006-2007)

Mécanique des fluides industriels (12 h) – École Nationale Supérieure d’Hydraulique et de Mécanique de Grenoble – 1^{re} année (année universitaire 2007-2008)

Travaux pratiques

Technologie des systèmes thermiques (25 h) – IUT Génie Thermique et Énergie (Grenoble) – 1^{re} année (année universitaire 2007-2008)

Machines thermiques (25 h) – IUT Génie Thermique et Énergie (Grenoble) – 2^e année (année universitaire 2008-2009)

Résumé

Ce travail de recherche, réalisé en collaboration avec le Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) et le Centre National d'Études Spatiales, vise à apporter une contribution supplémentaire sur le phénomène de l'ébullition (thermohydraulique diphasique). Il traite plus particulièrement de la crise d'ébullition, c'est à dire la transition irréversible de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film, pour mettre en évidence les mécanismes responsables de son déclenchement.

L'approche est principalement expérimentale et s'effectue à l'aide d'installations de compensation magnétique de la gravité permettant de reproduire en laboratoire les conditions de microgravité nécessaires à la réalisation de l'étude. L'oxygène et l'hydrogène sous forme diphasique et proche des conditions critiques servent de fluides d'étude. Les moyens techniques disponibles au Service des Basses Température (SBT) du CEA de Grenoble permettent de mener à bien le travail.

L'objectif est double : d'une part, montrer que la compensation magnétique de la gravité est une technique intéressante pour compléter les moyens habituels de compensation inertielle ; d'autre part, contribuer à la recherche fondamentale sur la crise d'ébullition.

Les jalons pour y parvenir sont multiples : mise en évidence des avantages et des faiblesses de la compensation magnétique par l'étude approfondie du champ magnétique ; conception, fabrication et assemblage des cellules d'essai ; qualification et réglage des installations expérimentales ; enfin, réalisation des campagnes expérimentales de validation des modèles.

Mots-clés : Transition de phase, transfert de chaleur, oxygène, hydrogène, microgravité, compensation magnétique.

Summary

This research work, performed with the help of the French Atomic Energy Committee and the French Space Agency, tries to bring a new contribution regarding the boiling phenomenon. It deals in particular with the boiling crisis, which corresponds to the departure from nucleate boiling towards film boiling, and tries to underline the governing mechanisms of its trigger.

The approach is mainly based on experiments. They are realised with the help of magnetic gravity compensation apparatus which contribute to reproduce in laboratory the microgravity conditions needed to realise the study. Two-phase oxygen and hydrogen placed in near-critical conditions are the study fluids. The technical resources which are available at the Low Temperature Departement of CEA Grenoble give a useful help to have the work well done.

The purpose is dual: on the one hand, to show that magnetic compensation of gravity is an interesting technique to complete the usual inertial compensation means; on the other hand, to contribute on the critical heat flux basic research.

The topics are numerous: showing the advantages and the weaknesses of the magnetic compensation with a deep magnetic field study; designing, manufacturing and assembling experimental cells; qualifying and setting up the experimental apparatus; eventually, performing the model validation experiments.

Keywords: phase transition, heat transfer, oxygen, hydrogen, microgravity, magnetic compensation.